



Mesure de temps de fission par la méthode du blocage cristallin

Frédéric Barrue

► To cite this version:

Frédéric Barrue. Mesure de temps de fission par la méthode du blocage cristallin. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2002. Français. NNT : . tel-00001888

HAL Id: tel-00001888

<https://theses.hal.science/tel-00001888>

Submitted on 30 Oct 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Table des matières

INTRODUCTION	5
CHAPITRE I CONTEXTE SCIENTIFIQUE, NOTIONS THEORIQUES.....	9
A. DYNAMIQUE DE LA FISSION ET DISSIPATION NUCLEAIRE	11
1. <i>Introduction, contexte théorique</i>	11
2. <i>Aperçu des divergences théoriques sur la dissipation</i>	13
B. APPROCHE EXPERIMENTALE DE LA DISSIPATION NUCLEAIRE	14
1. <i>Mesures de multiplicités de pré-scission</i>	15
a) Principe	15
b) Lien avec le temps de fission.....	16
2. <i>Mesure directe du temps de fission : le blocage cristallin</i>	18
a) La canalisation et le blocage	18
b) Application à la mesure de temps nucléaires	21
c) Les émissions de post-scission	23
3. <i>Incohérences dans les mesures de temps de fission</i>	24
CHAPITRE II EXPERIENCE DE MESURE DE TEMPS DE FISSION PAR BLOCAGE CRISTALLIN DANS ORION (GANIL)	27
A. PRINCIPE GENERAL DE L'EXPERIENCE E257A	29
B. DESCRIPTION DU LABORATOIRE, DES DETECTEURS ET DE L'ACQUISITION DES DONNEES.....	32
1. <i>Le laboratoire : le Grand Accélérateur National d'Ion Lourds (GANIL)</i>	32
a) Généralités	32
b) Principe de fonctionnement	33
2. <i>Objets et outils de l'expérience</i>	34
a) Le faisceau et la cible : le système Pb + Si.....	34
b) Les appareils de préparation et de contrôle de l'expérience	40
c) Les appareils de détection et de mesure.....	42
CHAPITRE III RESULTATS EXPERIMENTAUX	59
A. IMAGES DE BLOCAGE ET SELECTION D'EVENEMENTS PARTICULIERS	61
1. <i>Restitution des données enregistrées</i>	61
2. <i>Reconstitution d'une image de blocage</i>	62
3. <i>Sélection d'événements particuliers</i>	66

a)	sur le détecteur T2	66
b)	Sur le détecteur T1	70
B.	CREUX DE BLOCAGE DE L'AXE $\langle 110 \rangle$ DU SILICIUM.....	75
1.	Méthode générale d'obtention d'un creux de blocage axial.....	75
2.	Creux de blocage « élastique »	77
a)	Correction de la distribution angulaire de Rutherford.....	78
b)	Résultats	79
3.	Creux de blocage « fragments de fission ».....	80
C.	CREUX DE BLOCAGE PLANAIRES.....	83
1.	Méthode d'obtention des creux planaires	83
2.	Creux planaires « fragments de fission ».....	86
CHAPITRE IV EXTRACTION DES TEMPS DE FISSION		91
A.	DESCRIPTION GENERALE DU PROGRAMME DE SIMULATION	93
1.	Vue d'ensemble.....	93
2.	Les points « clés »	95
a)	Le potentiel d'interaction	95
b)	Les vibrations thermiques	97
3.	Les étapes successives du programme	97
a)	Orientation du cristal	97
b)	Point de départ du programme	98
c)	Emission	99
d)	Transport	99
e)	Sortie du cristal et obtention de creux de blocage.....	100
B.	DIFFUSION ELASTIQUE.....	100
1.	Spécificités de la simulation « élastique », paramètres importants.	100
2.	Ajustement du creux de diffusion élastique axial.....	102
a)	Première étape : vérification de la charge la plus probable.....	102
b)	Deuxième étape : évaluation du creux de référence.....	104
c)	Résultat final de la simulation du blocage par l'axe $\langle 110 \rangle$	105
C.	SIMULATION DU BLOCAGE DES FRAGMENTS DE FISSION ET DETERMINATION DE LA COMPOSANTE DE TEMPS LONGS	107
1.	Spécificités de la simulation « fragments de fission » et paramètres importants ..	107
a)	Le recul du quasi-projectile.....	107
b)	Fission et transport d'un fragment de fission	108
c)	Premiers essais	108
d)	Emissions de post-scission	113
2.	Etudes systématiques, calculs, ordres de grandeurs.....	114
3.	Simulation des émissions de post-scission	116
a)	Ajustement à forte énergie d'excitation ($E^* > 400$ MeV).....	117
b)	Ajustement à faible énergie d'excitation ($E^* < 300$ MeV)	119
4.	Extraction des temps de fission	122
a)	Choix de la forme de la distribution du temps de fission.....	123
b)	Informations expérimentales sur la borne supérieure de la distribution des temps de fission.....	124
c)	Evaluation des poids de la composante de temps longs	126
D.	DISCUSSIONS, CONCLUSIONS.....	126
1.	Les temps de fission.....	126
2.	L'évolution en Z.....	127
3.	Les émissions de post-scissions.....	128

CONCLUSION	129
ANNEXE.....	133
A. RESULTATS EXPERIMENTAUX	135
B. SIMULATIONS	138
BIBLIOGRAPHIE.....	141

Introduction

La physique nucléaire est un domaine de recherche très complexe, car faisant intervenir un grand nombre de degrés de libertés que sont les constituants du noyau, et qui ne possède pas pour l'instant, à supposer que cela soit faisable, de théorie globale qui décrirait et prédirait l'ensemble des comportements du noyau atomique. Par exemple, le processus de fission du noyau est aujourd'hui bien compris du point de vue statique, mais sa description dynamique, qui s'impose aux fortes énergies d'excitation, présente toujours un certain nombre d'incohérences. La première théorie de la fission, basée sur le modèle de la goutte liquide, a été élaborée par N. Bohr et J. A. Wheeler en 1939 [1]. Ensuite, après la guerre, vinrent la description quantique du noyau par le modèle en couche (M. G. Mayer [2], O. Haxel et J. H. D. Jensen [3]), la théorie de A. Bohr [4] puis les calculs de la barrière de fission et les prédictions d'états isomériques métastables à grande déformation par Strutinsky [5]. Mais ces modèles trouvent leur limites dans la description de la fission des noyaux chauds, produits dans les collisions d'ions lourds, où l'évolution dynamique du noyau, depuis sa formation jusqu'à sa scission en deux fragments, doit nécessairement être prise en compte. En effet, un grand nombre de données expérimentales, récoltées depuis plus de vingt ans, met en évidence des effets forts de dissipation d'énergie au cours du processus de fission. De ces effets résultent des temps de fission plus longs que ceux prédits par le modèle statistique de Bohr et Wheeler. Le processus de fission est un phénomène lent ($\geq 10^{-21}$ s) par rapport aux temps caractéristiques d'une réaction d'ions lourds ou de la dynamique d'un nucléon dans un noyau au repos.

Ce travail se situe dans ce contexte de mesures de temps de fission visant à sonder les effets de dissipation nucléaire, et donc pouvant mener à une meilleure compréhension de la description dynamique de la fission. Plusieurs méthodes sont employées pour la mesure des temps de fission. La plupart sont naturellement basées sur les modèles de désexcitation du noyau (mesures de multiplicités de particules émises avant fission, dites « de pré-scission »), avec les incertitudes que cela implique. Celle que nous avons choisie ne repose pas sur un modèle nucléaire mais sur les variations de l'effet d'ombre dans un cristal, appelé blocage cristallin, dû aux alignements des atomes. Cette technique permet d'obtenir, suite au bombardement d'un cristal par un projectile, des données directement liées à la distance de

recul dans le cristal séparant le lieu de formation du noyau composé (ou du quasi-projectile) de son lieu de fission, et donc au temps de fission.

Les expériences de mesures de temps de fission par blocage cristallin sont apparues à la fin des années soixante et ont vu depuis leur dispositif expérimental et leur méthode d'analyse s'améliorer. L'expérience que nous présentons ici, effectuée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) avec un faisceau de plomb accéléré jusqu'à l'énergie de 29 MeV par nucléon sur une cible monocristalline de silicium, est de même principe que celle effectuée avec un faisceau d'uranium en 1996 [6]. Il s'agit d'une expérience en cinématique inverse (projectile lourd sur cible légère), mesurant les temps de fission du quasi-projectile en fonction de son énergie d'excitation initiale. Celle-ci est mesurée par ORION, détecteur 4π de neutrons, et l'identification de la fission du quasi-projectile est donnée par la détermination des numéros atomiques des fragments de fission détectés en coïncidence. La fission d'un quasi-projectile de plomb est en effet possible, bien que sa barrière de fission élevée ($B_f > 20$ MeV) dans son état fondamental empêche la fission dans les réactions les plus périphériques, car le domaine des énergies intermédiaires (10 MeV/u-100 MeV/u) est un domaine dans lequel il a été prouvé et observé qu'un quasi-projectile pouvait perdre une part importante de son énergie cinétique dans une réaction dissipative [7]. Les résultats obtenus avec l'uranium ont montré l'existence de temps très longs à faible énergie d'excitation (~ 20 % de la distribution des temps de fission supérieurs à 10^{-17} s à $E^* \sim 60$ MeV) et la diminution du poids de cette composante de temps longs jusqu'à atteindre, pour $E^* = 250$ MeV, la limite inférieure de sensibilité de l'expérience (10^{-19} s).

Ce travail est réparti en quatre chapitres. Le premier est une introduction au contexte scientifique sur la dissipation nucléaire et donne des notions théoriques, d'abord brièvement sur les méthodes d'obtention de temps de fission moyen par mesures de multiplicités de particules de pré-scission, puis de façon plus détaillée sur la méthode du blocage cristallin. Le deuxième chapitre présente le principe de l'expérience de blocage que nous avons menée et décrit le fonctionnement de l'ensemble des appareils de détection utilisés. Le troisième décrit les étapes successives de traitement des données pour aboutir à la forme finale de présentation des résultats expérimentaux. Le dernier chapitre présente le programme, de type Monte-carlo, de simulation de trajectoires des ions dans un cristal, employé pour extraire de ces résultats des valeurs de temps de fission (en fait des valeurs de composante de temps longs dans la distribution des temps de fission). La sélection de deux ensembles d'énergies d'excitation ($E^* < 300$ MeV et $E^* > 400$ MeV) met en évidence la présence de composantes de temps longs dans la distribution des temps de fission pour la sélection des faibles énergies d'excitation.

Chapitre I

Contexte scientifique, notions théoriques

A. Dynamique de la fission et dissipation nucléaire

1. Introduction, contexte théorique

Découvert à la fin des années trente (Meitner, Hahn et Strassman (1938), Bohr et Wheeler (1939) [1]), le phénomène de fission du noyau atomique n'est pas encore complètement compris. Par exemple, un des problèmes importants encore à l'étude est la simple prédiction du temps que va prendre un noyau, d'une énergie d'excitation donnée, pour fissionner. En effet, les prédictions du modèle statistique développé par Bohr et Wheeler [1] pour la fission ne se sont montrées valables que dans une certaine limite en température du noyau ($T \leq 2-3$ MeV). Les études sur les temps de fission sont motivées tout particulièrement par la recherche de noyaux lourds exotiques et super-lourds qui, lorsqu'ils sont produits, fissionnent majoritairement, mais à des temps si courts que leur détection reste impossible [8].

Les limitations du modèle statistique ne sont apparues que dans les années 1980, lorsque la disponibilité nouvelle d'accélérateurs d'ions lourds a permis la production et l'étude des noyaux chauds. En effet, lorsque deux noyaux entrent en collision, des forces de friction importantes freinent puis arrêtent la progression du projectile dans le noyau cible, du fait de la viscosité de la matière nucléaire, et le système composé acquiert une énergie d'excitation thermique importante. On parle de processus dissipatif de fusion incomplète. La fission constitue alors, avec l'émission de nucléons, la voie dominante de désexcitation de ces noyaux chauds [9]. Dans ces réactions d'ions lourds, l'énergie d'excitation est telle que les temps caractéristiques d'évaporation des neutrons (nucléons émis en priorité à cause de la barrière coulombienne) deviennent plus courts que ceux de la fission, et des neutrons sont émis avant la fission du noyau. Pour une énergie d'excitation donnée, le modèle statistique prévoit des neutrons de pré-scission, mais les mesures de multiplicités moyennes obtenues dans une assez large gamme d'énergie d'excitation (de 50 à 600 MeV, température $T \sim 2-3$ MeV) donnent toutes des quantités supérieures aux prédictions du modèle statistique [10,11,12,13]. Ce constat a même été établi pour tous les autres types de particules de pré-

scission : particules chargées (protons, alpha [14,15]) et photons (raies γ de résonances géantes dipolaires [16,17]). Ces excès de multiplicités de pré-scission sont la signature d'effets dynamiques dans le processus de fission [18], dans lequel la dissipation nucléaire joue un rôle majeur. La viscosité associée ralentit l'évolution du noyau vers la scission, ce qui laisse un temps supplémentaire à l'émission de particules et donne donc des multiplicités supérieures aux attentes. La nature et l'intensité de cette dissipation, puis la dépendance de la friction avec la température et la déformation sont des questions dont les réponses évoluent encore aujourd'hui.

Rappel de quelques définitions :

Avant de poursuivre, il est important de préciser plusieurs points, tout d'abord concernant le processus de fission, puis ensuite le temps de fission.

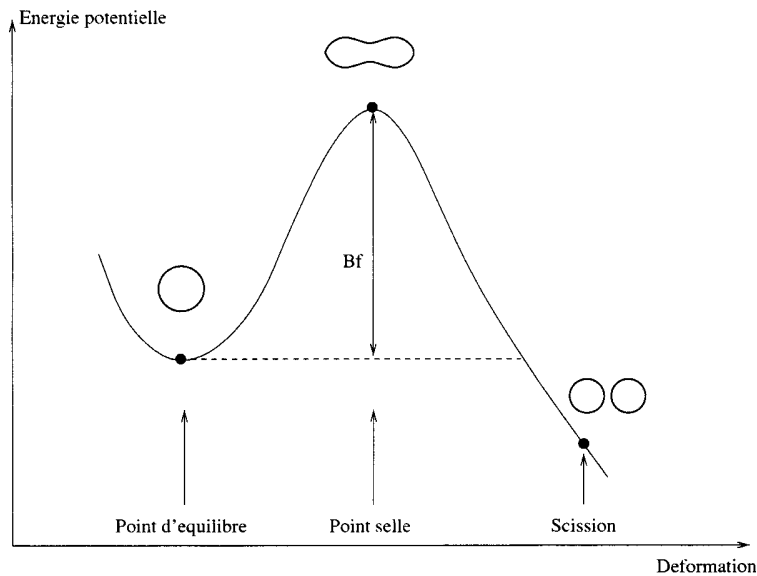


Figure I-1 : représentation schématique de l'évolution de l'énergie potentielle en fonction de la déformation dans le processus de fission.

La Figure I-1 présente trois points caractéristiques de l'évolution d'un noyau vers la fission : le point d'équilibre, le point selle et le point de scission. La barrière de fission (B_f) est définie par la différence entre l'énergie du noyau au point selle et l'énergie du noyau à l'équilibre. Lorsqu'on parle de fission des noyaux chauds, il s'agit d'une fission « thermique », dans laquelle l'énergie d'excitation initiale du noyau est supérieure à la barrière de fission, à la différence d'une fission « quantique », où le passage de la barrière de fission se fait par effet tunnel.

Cette évolution du noyau vers la fission est caractérisée par plusieurs temps :

- Le temps d'équilibration thermique du noyau ($\sim 10^{-22}$ s), après lequel l'évaporation du noyau peut apparaître.
- Le temps transitoire mis par le noyau pour atteindre le point selle.
- Le temps dynamique pour aller du point selle au point de scission.

Lorsque nous parlerons du *temps de fission*, nous désignerons le temps mis par un seul noyau pour atteindre le point de scission, c'est à dire la somme des trois temps décrits ci-dessus. Mais, lorsque nous parlerons de *temps de vie de fission* τ , il s'agira du temps de fission moyen d'un ensemble de noyaux d'une énergie d'excitation donnée, se désexcitant uniquement par fission, la distribution des temps de fission étant alors la loi exponentielle.

2. Aperçu des divergences théoriques sur la dissipation

La théorie statistique (Weisskopf [19], Bohr et Wheeler pour la fission [1]), d'abord proposée pour les faibles énergies d'excitation (~ 5 -6 MeV), s'est également imposée dans le domaine des noyaux chauds pour l'étude de leur désexcitation. Mais ce formalisme est strictement déterministe, dans le sens où toutes les trajectoires passant le point selle conduisent de manière irréversible à la fission, et s'est avéré insuffisant pour décrire les effets dynamiques de la fission des noyaux chauds. La nécessité d'introduire un processus de friction, au passage de la barrière de fission, dans les équations de transport de la matière nucléaire (équations de Langevin et de Fokker-Planck) s'est imposée rapidement dans les travaux théoriques sur la dynamique de la fission, dont l'idée de base remonte au modèle de diffusion développé par Kramers en 1940 [20]. Deux modes de friction ont été identifiés et confrontés à l'expérience : ce sont la friction à deux corps et à un corps. La première, à deux corps, correspond aux collisions entre les nucléons du système. Ce mécanisme repose sur l'hypothèse d'un faible libre parcours moyen des nucléons dans le noyau, situation irréaliste. Ceci ne signifie pas qu'il n'existe pas, mais il est vraisemblable qu'il n'opère pas au centre du noyau mais plus probablement au voisinage de la surface en concurrence avec l'autre mode de dissipation, à un corps. Le mode de friction à un corps, lui, correspond à l'interaction des nucléons avec la surface du noyau. Cette image est à l'origine de la formule dite du mur pour décrire la friction à un corps [21].

Une comparaison des différentes approches théoriques, par les valeurs calculées du coefficient de friction β ($-\gamma V$ étant la force de frottement d'une particule de masse m et de vitesse V évoluant dans le noyau, avec $\gamma = \beta m$), révèle une très grande dispersion sur plus de trois ordres de grandeur (de $\sim 0,2$ à $200 \cdot 10^{-21} \text{s}^{-1}$) [22]. Ces valeurs confirment que la fission est un processus très visqueux, mais mettent surtout en évidence, par leur grande dispersion, la compréhension actuellement limitée de la dissipation nucléaire dans la dynamique des noyaux chauds.

Un travail expérimental dans ce domaine est donc toujours absolument nécessaire afin de contraindre les modèles. Nous allons donc voir maintenant comment l'on peut accéder expérimentalement à la dissipation par différentes méthodes, les incohérences persistantes dans ces mesures, et la méthode que nous avons choisie.

B. Approche expérimentale de la dissipation nucléaire

Comme nous l'avons vu ci-dessus, une des manifestations observables de la présence d'une forte dissipation nucléaire dans le processus de fission est l'excès d'émission de particules de pré-scission (neutrons, protons, alpha, ou photons de résonances géantes dipolaires). Mesurer ces multiplicités de particules est donc un moyen d'étudier la dissipation [23,24,25]. Il existe encore d'autres observables corrélées à la dynamique de la fission, comme par exemple la distribution de l'énergie cinétique des fragments de fission, qui est liée à la descente en énergie potentielle du noyau, du point selle au point de scission [23]. Mais d'après Lazarev et al. [26], l'information la plus directement liée aux propriétés dissipatives du noyau dans le processus de fission est la distribution des temps de fission $P(t_f)$. Ce lien est

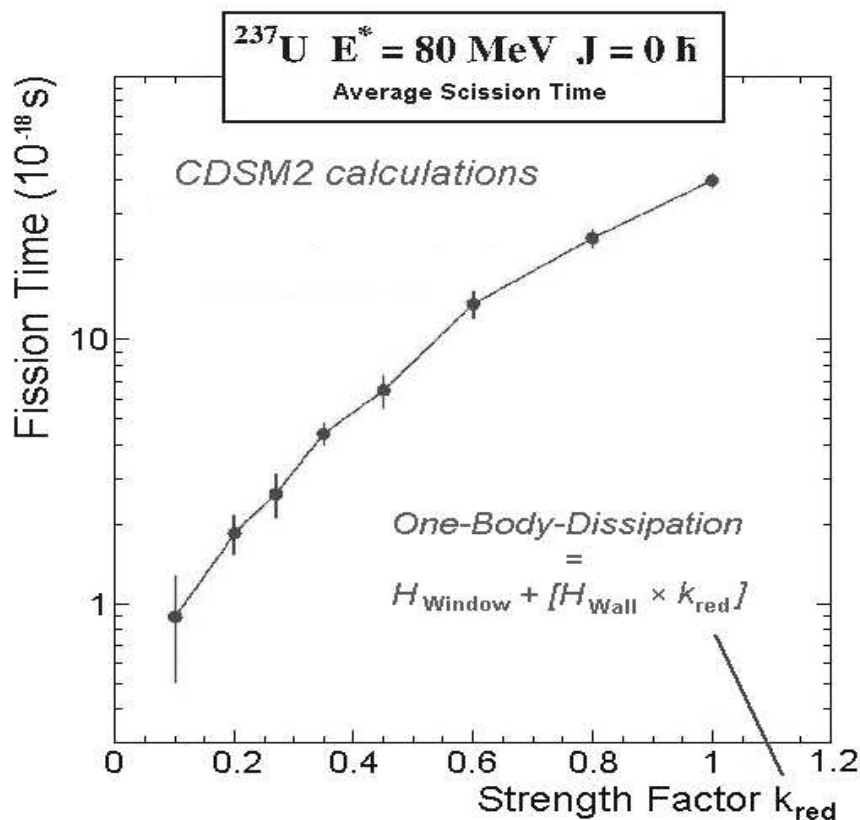


Figure I-2 : évolution du temps moyen de fission en fonction de la dissipation nucléaire, issue d'un modèle à un corps (formule du « mur »). Le modèle utilisé, nommé CDSM (ici, deuxième version) qui signifie « Combined Dynamical and Statistical Model » [27], calcule la fission du noyau en trois étapes. La première est dynamique (équations de Langevin) ; la deuxième, intervenant après un temps arbitraire, est statistique, et la troisième, du point selle au point de scission, est à nouveau dynamique. Figure extraite de [28].

démontré Figure I-2, où le temps moyen de fission est représenté en fonction d'une variation de l'hamiltonien d'une dissipation à un corps, pour un noyau d'uranium d'énergie d'excitation de 80 MeV. Les temps varient sur plus d'un ordre de grandeur lorsque la dissipation augmente [28].

Plus accessible expérimentalement, et toujours d'après Lazarev et al., le poids de la composante de temps longs dans la distribution du temps de fission telle que mise en évidence dans les expériences de blocage cristallin est directement lié aux effets de dissipation nucléaire. Ceci est vrai dans la mesure bien sûr où le rôle de la barrière de fission est négligeable, et que la lenteur du processus de fission ne peut être attribuée qu'aux effets dynamiques, c'est à dire pour les systèmes les plus lourds.

Toutes ces observables directes que nous venons de voir sont ensuite reproduites par des modèles statistiques dans lesquels sont introduits le coefficient de friction ou le temps de « retard » à la fission, afin de simuler la dissipation nucléaire. Nous allons maintenant décrire brièvement le principe des mesures de multiplicités de pré-scission, et la possibilité de les relier au temps de fission moyen, par l'intermédiaire de codes d'évaporation. Nous détaillerons ensuite l'approche que nous avons choisie, qui est la mesure directe de temps de fission par blocage cristallin.

1. Mesures de multiplicités de pré-scission

a) Principe

Les mesures des multiplicités de pré-scission nécessitent un travail d'analyse afin d'identifier les différentes sources d'émissions de particules au cours d'une réaction nucléaire.

Dans le cas des multiplicités de neutrons, les sources sont : les neutrons de pré-équilibre avant l'interpénétration ou la fusion des deux noyaux, les neutrons de pré-scission émis par le noyau composé, puis les neutrons de post-scission émis par les fragments de fission encore excités. Ces trois sources de neutrons peuvent être identifiées expérimentalement par une corrélation entre la distribution angulaire des neutrons et les vecteurs vitesse du noyau composé et des fragments. Une fois la multiplicité moyenne de pré-scission (v_{pre}) déterminée, le coefficient de friction, introduit dans un modèle statistique pour simuler la dissipation nucléaire, est déduit. Il peut ensuite être comparé aux autres expériences ou aux modèles théoriques dynamiques.

Pour les multiplicités de γ de résonances géantes dipolaires, le résultat expérimental est ici un spectre de raies γ obtenu en coïncidence avec la détection de fragments de fission. La mesure des raies γ de pré-scission, dans une région attendue du spectre (énergie typique de la résonance géante dipolaire du noyau composé considéré), fournit des multiplicités supérieures aux prédictions d'un modèle statistique standard, ce qui est reproduit en

introduisant dans un modèle statistique (par exemple CASCADE [29]) le coefficient de friction et donc les effets de dissipation nucléaire.

b) Lien avec le temps de fission

Dans le cas des expériences de multiplicités de neutrons, la multiplicité moyenne de pré-scission (ν_{pre}) peut être en principe convertie en temps de vie de fission « dynamique » τ_f (somme du temps pour atteindre le point selle et du temps pour aller du point selle au point de scission) par la relation suivante (on parle d'horloge neutron) :

$$\tau_f = \sum_{i=1}^{\nu_{pre}} \frac{\hbar}{\Gamma_n}$$

où Γ_n est la largeur de niveau partielle d'émission de neutron [12,30]. Celle-ci n'est pas accessible expérimentalement et dépend essentiellement, à chaque étape de décroissance du noyau, des grandeurs suivantes : l'énergie d'excitation E^* , le spin du noyau J et la densité de niveaux ρ . La Figure I-3 présente la comparaison des temps moyens de fission obtenus expérimentalement par cette méthode et ceux obtenus par calcul à partir du modèle statistique, et met en évidence la limite de validité du modèle statistique pour des températures avoisinant 2 MeV, comme nous l'avons expliqué en introduction de ce chapitre.

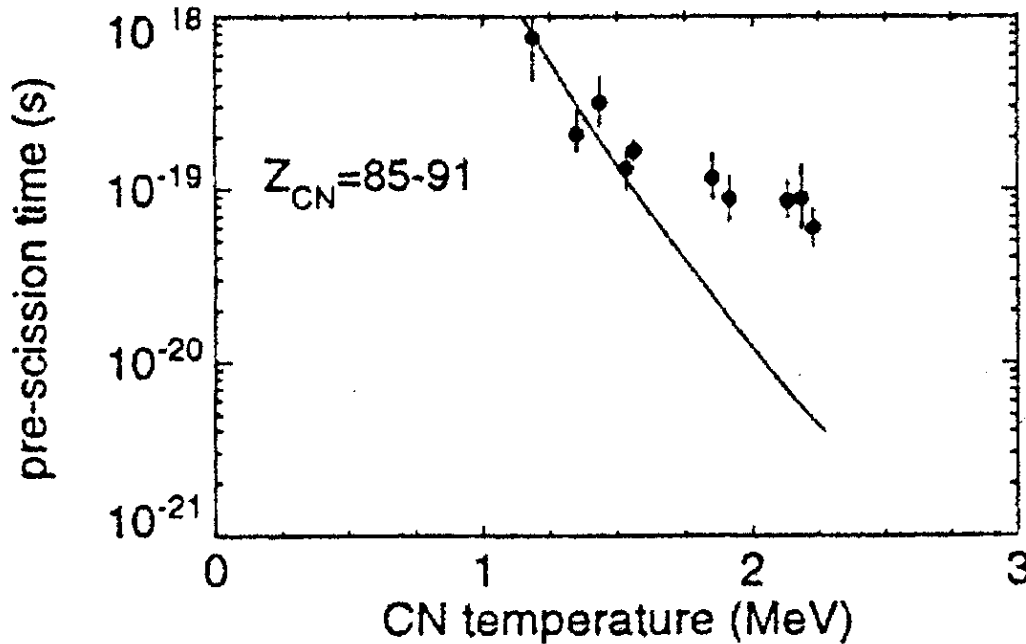


Figure I-3 : temps de pré-scission déterminés par mesures de multiplicités de neutrons de pré-scission (points noirs) et par le modèle statistique (ligne continue) en fonction de la température du noyau composé (figure extraite de Hilscher et al. [18]).

La détermination de τ_f nécessite l'emploi de codes de simulation de l'évaporation du noyau, dans lesquels tous les paramètres ne sont pas maîtrisés. Cette méthode indirecte présente un

autre inconvénient, qui est de faire l'hypothèse que l'évaporation des neutrons est effective jusqu'à la scission du noyau, et qu'elle ne cesse pas avant, ou devient peu probable. Or, il a été démontré récemment que cela peut être le cas lorsque la distribution des temps de fission est suffisamment large pour s'étendre jusque des temps relativement longs : la distribution des temps d'émission des neutrons de pré-scission ne couvre pas la totalité de la distribution des temps de fission et n'atteint même pas le temps moyen de cette dernière (Figure I-4).

CDSM_2 (OBD kred = 0.45)

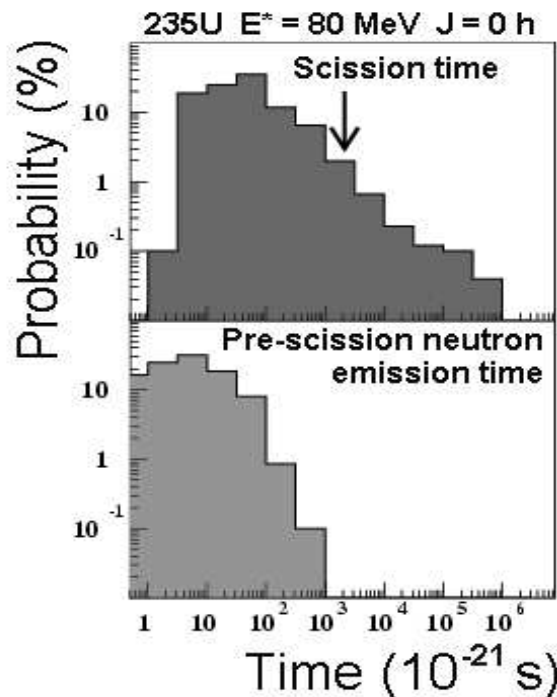


Figure I-4 : distribution des temps de fission et du temps d'émission de neutron de pré-scission, calculée pour un noyau d'uranium à $E^*=80$ MeV. La flèche indique la valeur du temps moyen de fission. (figure extraite de [28])

Dans les expériences de γ de résonances géantes dipolaires, la valeur du coefficient de friction correspondant à l'ajustement des données est reliée à un temps de « retard » à la fission, et on en déduit le temps de fission moyen τ_f . Les remarques faites à propos des résultats des multiplicités de neutrons sont aussi valables ici. C'est à dire qu'il a été prouvé de même par Gontchar et al. que la distribution dans le temps des raies γ de pré-scission peut ne pas couvrir intégralement la distribution des temps de fission, dans le cas justement des composantes de temps longs caractéristiques des effets de dissipation nucléaire.

Typiquement, les temps de fission moyens obtenus dans ces expériences de mesures de multiplicités de pré-scission vont de quelques 10^{-20} s à quelques 10^{-19} s pour les temps les plus longs [17,31].

2. Mesure directe du temps de fission : le blocage cristallin

Nous allons tout d'abord expliquer ce que sont les effets de la canalisation et du blocage cristallin en donnant quelques notions théoriques, puis nous verrons ensuite comment le blocage peut être appliqué à la mesure de temps nucléaires et donc en particulier aux temps de fission.

a) La canalisation et le blocage

Ces effets, dus à la structure ordonnée d'un cristal, ont été découverts dans les années soixante : Lindhard écrit la théorie continue de la canalisation en 1965 [32] et la même année est découvert le blocage cristallin par Gemmell [33] et Tulinov [34]. C'est dans des conditions particulières du mouvement d'un ion dans un cristal que ces effets apparaissent : lorsque ce ne sont plus les collisions binaires qui caractérisent son interaction avec le cristal, mais une série de collisions corrélées. Ces conditions sont réunies lorsque l'angle d'incidence de l'ion sur une rangée d'atomes du cristal (axes ou plans cristallins) est suffisamment petit (Figure I-5).

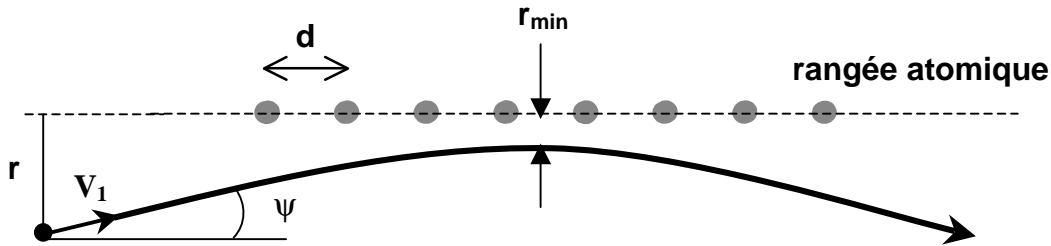


Figure I-5 : trajectoire d'un ion canalisé le long d'une direction axiale.

L'ion est alors repoussé par l'ensemble de la rangée, et cette interaction peut être décrite par un potentiel continu, fonction de la distance transverse r à la rangée, dont Lindhard [32] donne une expression :

$$U(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d} \ln \left(\left(\frac{Ca}{r} \right)^2 + 1 \right), \text{ avec } a = \frac{0,8853 \times a_B}{\sqrt{(Z_2)^{2/3}}}.$$

Il s'agit d'un potentiel coulombien écranté, donné ici pour le cas axial, avec d distance interatomique dans la rangée, a la longueur d'écran de Thomas-Fermi et a_B le rayon de Bohr, $C = \sqrt{3}$, Z_2 le numéro atomique de la cible et Z_1 la charge effective de l'ion, assimilé à une charge ponctuelle.

Une caractéristique de ce mouvement est la conservation de l'énergie transverse, qu'on peut calculer en un point de la trajectoire situé à une distance r de la rangée atomique la

plus proche, et où l'angle (petit) de la trajectoire avec l'axe vaut ψ , comme étant la somme à chaque instant de l'énergie cinétique transverse et de l'énergie potentielle :

$$E_{\perp} \approx U(r) + E\Psi^2, \text{ où } E \text{ est l'énergie cinétique de l'ion incident.}$$

Compte tenu des vibrations thermiques des atomes de la rangée, on peut définir une distance minimale d'approche r_{\min} , en deçà de laquelle le modèle continu n'est plus valable, et qui, en première approximation, est égale à la valeur quadratique moyenne des vibrations thermiques u_1 . A cette distance correspond un angle d'incidence maximal, l'angle critique ψ_c , au delà duquel l'ion ne peut être canalisé :

$$\Psi_c = \sqrt{\frac{U(r_{\min})}{E}} \approx \Psi_1, \text{ avec } \Psi_1 = \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2}{dE}}.$$

La mise en évidence la plus connue des effets de canalisation se fait au moyen de la diffusion élastique (le plus accessible des processus collisionnels ion-atome à petit paramètre d'impact). Un faisceau d'ions très bien collimaté est envoyé sur une cible cristalline. La variation du nombre de projectiles diffusés en fonction de l'angle ψ entre la direction du faisceau incident et une direction cristalline (Figure I-6) révèle les principales caractéristiques de la canalisation : l'angle critique et la valeur du minimum (χ_{\min}). Les valeurs typiques de $\psi_{1/2}$ vont de quelques centièmes de degrés à quelques degrés, et celles de χ_{\min} , d'environ 10 % pour la canalisation planaire à 2-3% pour la canalisation axiale.

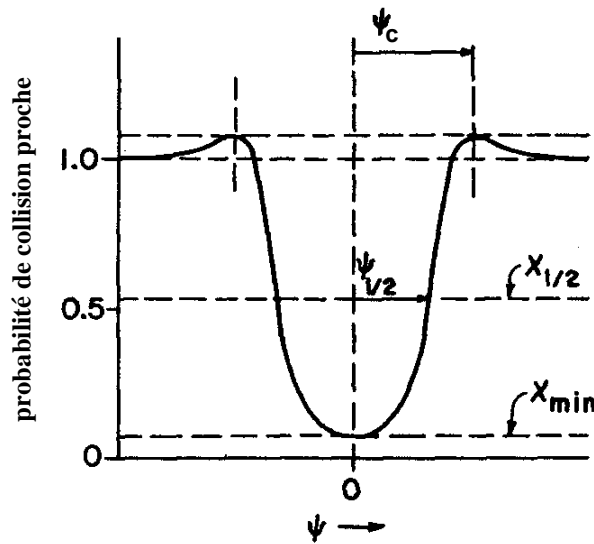


Figure I-6 : probabilité de diffusion par collision à petit paramètre d'impact en fonction de l'angle entre la direction du faisceau et une direction cristalline.

Le blocage cristallin est un effet dont les caractéristiques sont identiques à la canalisation, et peuvent être déduites de celle-ci par une règle de réversibilité. Les effets de blocage apparaissent lorsque des trajectoires de particules chargées positivement ont pour

origine un site cristallin. Ces trajectoires sont, par exemple, la conséquence de la diffusion élastique des ions projectiles sur le cristal (Figure I-7), ou bien de l'émission de particules chargées, depuis le site cristallin ou proche de celui-ci, suite à une désintégration radioactive. Les particules émises dans une direction suffisamment proche d'une rangée (axes ou plans) vont être repoussées par le potentiel continu de la rangée.

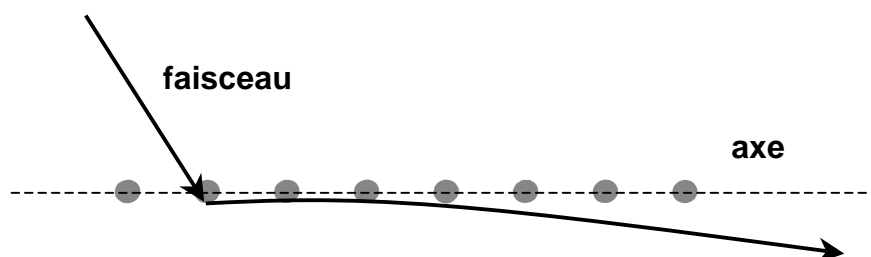


Figure I-7 : blocage d'un ion du faisceau suite à une diffusion élastique sur un atome du cristal. La trajectoire après diffusion est déviée par la rangée.

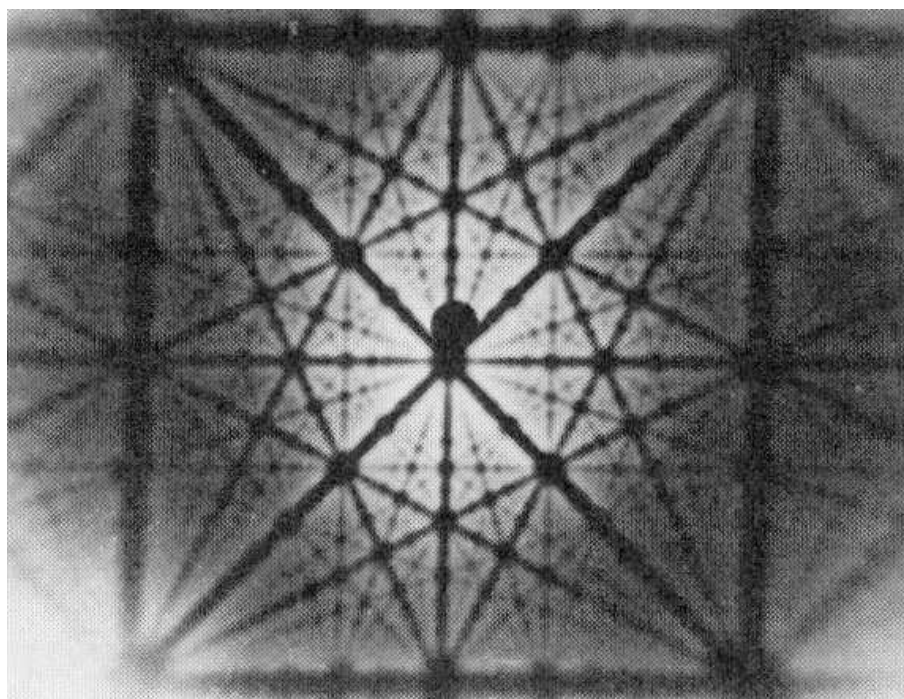


Figure I-8 : image de blocage de protons de 150 keV incidents sur un cristal de tungstène, autour de la direction axiale $\langle 110 \rangle$ (extrait de [35]).

On définit de même un angle critique ψ_c de blocage qui est strictement équivalent à l'angle critique de canalisation (pour les mêmes particules de même énergie dans le même cristal). Expérimentalement, la mise en évidence de l'effet nécessite d'aligner un axe cristallin avec un détecteur et de bombarder le cristal par un faisceau dont la divergence et sa direction par rapport au cristal sont, cette fois-ci, sans importance. La distribution angulaire des ions par

rapport à la direction de l'axe, sur ce détecteur, est alors de la forme de la Figure I-6, et une plaque photographique disposée dans la direction d'un axe majeur révèle la structure cristallographique (axes et plans) de la cible (Figure I-8).

b) Application à la mesure de temps nucléaires

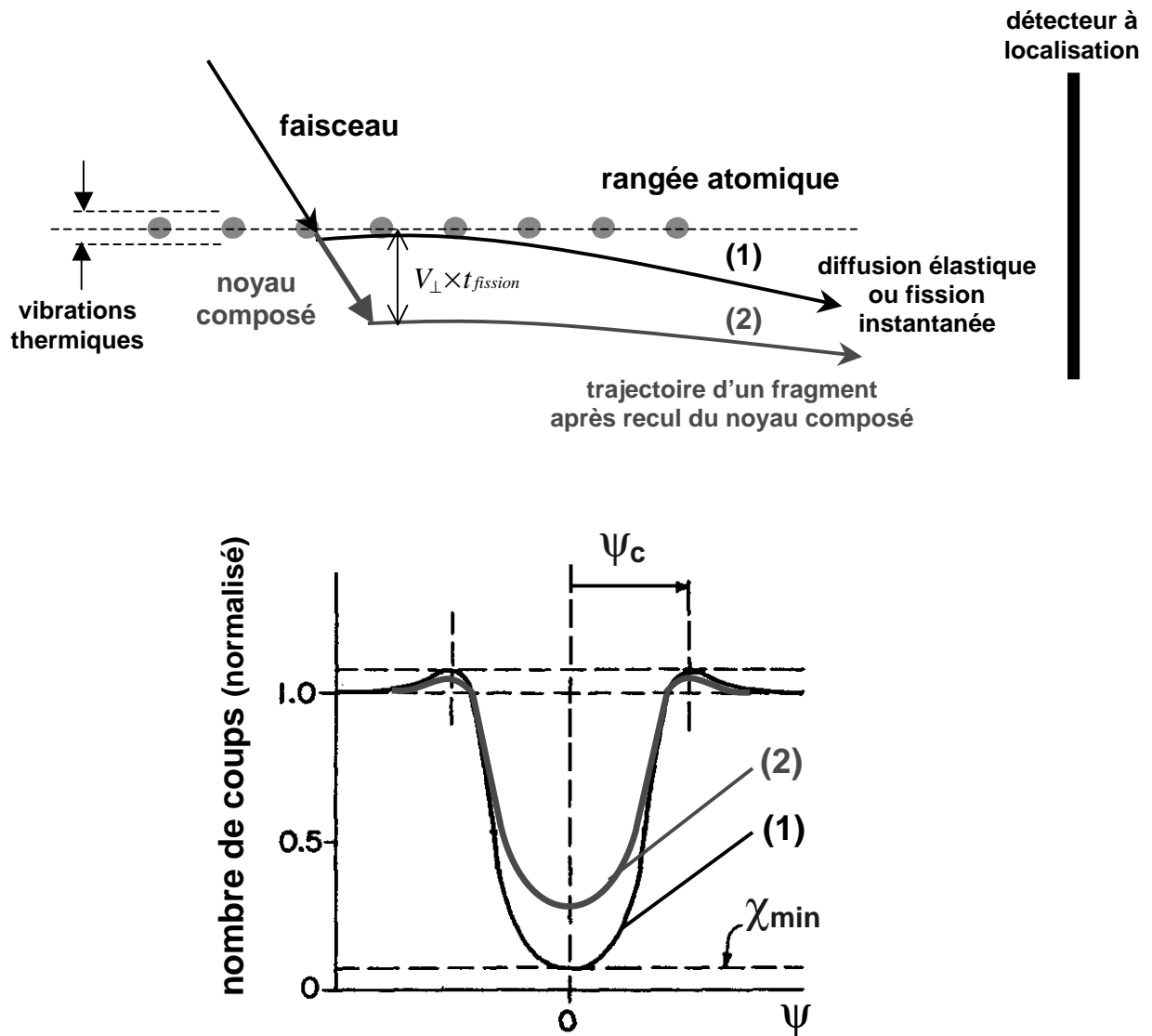


Figure I-9 : principe de la mesure de temps par blocage cristallin. Le remplissage du creux de blocage, visible sur un détecteur aligné avec la rangée (figure du bas), est directement lié à la distance de recul transverse du noyau avant fission ($V_{\perp} \times t_{fission}$ sur la figure du haut), donc au temps de fission.

Lors de la découverte expérimentale du blocage cristallin, Gemmell et Tulinov ont, simultanément, tout de suite imaginé l'utilisation de cet effet pour la mesure directe de temps de désintégration nucléaire ($\sim 10^{-17}$ s). Si un noyau composé est formé, sous l'impact du faisceau sur un site cristallin, et qu'il se désintègre quasi instantanément (recul transverse nul), l'effet de blocage sur les produits chargés de désintégration va être total, caractérisé par le χ_{min} du cristal. Mais si, sous l'effet de l'impulsion communiquée par le projectile, le noyau

composé recule suffisamment pour sortir de la zone des vibrations thermiques de la rangée, et se désintègre ensuite, le potentiel continu ressenti par les produits chargés de désintégration sera alors plus faible et le creux de blocage va se remplir (Figure I-9).

Si par exemple le recul est de 1 \AA , la vitesse de recul de 1 cm/ns , alors le temps de désintégration auquel on accède est de 10^{-17} s . La sortie du noyau étudié, de la zone des vibrations thermiques de la rangée, définit une limite inférieure de sensibilité (t_{\min}) à cette technique. De même il existe une limite supérieure (t_{\max}) correspondant bien évidemment au remplissage complet du creux de blocage et dont l'ordre de grandeur est donné par la distance à la rangée suivante.

L'analyse d'une expérience de mesure de temps par blocage nécessite donc, afin d'évaluer correctement le taux de remplissage du creux de blocage, l'acquisition d'un creux de blocage de référence correspondant aux distances de recul nulles. Ce creux de blocage est alors, dans le cas général, un peu éloigné des caractéristiques théoriques comme la valeur théorique du χ_{\min} . Un certain nombre d'effets augmente le χ_{\min} : les défauts du cristal et les couches amorphes en surface, la diffusion multiple des ions sur les noyaux et les électrons du cristal, la taille du faisceau sur la cible, etc. La diffusion élastique des projectiles sur le cristal fournit cette référence, mais d'autres méthodes peuvent être utilisés, comme par exemple la sélection de noyaux fortement excités dont on sait que leur temps de désintégration est bien plus court que la limite inférieure caractérisant l'expérience de blocage (t_{\min}). Il est aussi possible d'utiliser une rangée de direction très voisine de la direction de recul du noyau étudié. Le recul transverse étant pratiquement nul quelque soit la distance de recul, le blocage des fragments de fission par cet axe est ainsi maximal quelque soit le temps de fission du noyau étudié [36].

Très vite les recherches expérimentales se sont orientées vers la fission (de l'uranium), d'abord induite par neutron ou proton [37,38]. Les premières analyses [39,40] reliaient naturellement la variation du χ_{\min} ($\Delta\chi_{\min}$) mesurée sur les creux de blocage au temps de vie de fission, pour des énergies d'excitation inférieures à 10 MeV , et donnaient des résultats compatibles avec les modèles statistiques. Ces expériences étaient notamment capables de mesurer l'augmentation du temps de vie fission lorsque l'énergie d'excitation dépassait le seuil d'émission d'un neutron par le noyau composé avant fission (fission dite « de seconde chance »). Ensuite, des expériences faites avec des faisceaux d'ions lourds [41], comme par exemple de l'oxygène sur un cristal de tungstène, donnant lieu à des noyaux composé d'énergie d'excitation plus élevée (^{200}Pb , $E^*=65 \text{ MeV}$) [42], ont changé le contexte théorique. En effet, ces réactions d'ions lourds (grande énergie d'excitation, grand moment angulaire, possibilité d'évaporation de plusieurs neutrons avant fission) ne mènent plus à un état excité initial pour lequel une seule voie de désexcitation est possible, mais au contraire à plusieurs voies possibles menant à la fission, donc au final à une distribution large des temps

de fission. Ainsi, les analyses des creux de blocage par une unique durée de vie de fission devinrent inapplicables. L'intégralité de la forme du creux de blocage doit être prise en compte, et non plus simplement les variations de χ_{\min} . La distribution des temps de fission est donc maintenant méconnue, mais se révèle être très large, avec en particulier la présence de fortes composantes à temps très longs ($\sim 10^{-16}$ s), déduite de la forme des creux expérimentaux. L'analyse qui s'imposa alors fut d'ajuster la forme complète du creux de blocage par deux composantes de temps, de poids différents : une composante dite « de temps courts », inférieure à t_{\min} , et une dite « de temps longs », supérieure à t_{\max} [43]. Ces résultats indiquent des composantes de temps longs ($\geq 10^{-16}$ s) de l'ordre de 20 % par exemple pour un noyau composé ^{200}Pb d'énergie d'excitation de 65 MeV [42] ou 85 MeV [44]. Mais attention, la valeur moyenne de cette distribution en deux composantes ne peut être comparée au temps moyen d'une distribution exponentielle. En effet, un temps moyen de 10^{-17} s d'une distribution exponentielle, comme nous le verrons dans les simulations au dernier chapitre, remplit la moitié du creux de blocage (χ_{\min} de 30%, $\psi_{1/2}$ divisé par deux), alors que le même temps moyen mais issu d'une distribution en deux composantes, avec 90% de temps à 10^{-19} s et 10% à 10^{-16} s, ne fait que rehausser le fond du creux d'environ 10%, ne changeant pratiquement pas la valeur de $\psi_{1/2}$.

Dans ces expériences les creux de blocage axiaux ont été principalement analysés, puisque la sensibilité, due au χ_{\min} de l'ordre du pour-cent, y est la plus grande. Mais des résultats peuvent aussi émerger de l'analyse des creux planaires [45,46,47].

c) Les émissions de post-scission

Il existe un effet physique qui peut venir compliquer l'interprétation d'un creux de blocage. Il s'agit de l'émission de particules (photons γ , neutrons, protons, alpha) par les fragments de fission, dont on observe le blocage, qui possèdent une énergie d'excitation résiduelle. Ces émissions (on parle d'émissions de post-scission) peuvent perturber la trajectoire du fragment en lui communiquant de légères déflexions angulaires. Si ces émissions interviennent après que la fission eut lieu en dehors des vibrations thermiques, le creux de blocage se remplit par l'effet de la fragmentation du noyau loin du potentiel répulsif de la rangée : les fragments sont distribués dans une large portion d'espace et de petites déflexions angulaires sur ces trajectoires ne changent rien à l'effet de remplissage du creux de blocage. Par contre, si la fission intervient quasi-instantanément, à l'intérieur de la zone des vibrations thermiques de la rangée, pour donner en principe un creux de blocage maximal, alors l'émission de particules par le fragment de fission une fois que celui-ci a été dévié par la rangée, peut donner une déflexion angulaire suffisante ($\sim \psi_c$) pour ramener la trajectoire du fragment parallèle à l'axe. Ce fragment, issu d'une fission à temps très court, va remplir le creux de blocage, lequel peut alors être faussement interprété par des temps de fission longs, qui en fait, n'existent pas [48,49,50,51].

Cet effet doit donc absolument être pris en compte dans une analyse de mesure de temps par blocage cristallin. Cela n'a pas été le cas dans toutes les expériences faites avant la fin des années 80. Il est donc possible que pour certaines d'entre elles, où les énergies d'excitation mises en jeu étaient suffisantes, des temps longs inattendus furent donnés, là où en fait seul l'effet des émissions de post-scission remplissait les creux de blocage.

L'influence de cet effet sur les creux de blocage peut être évalué par le rapport de l'angle de déflexion maximal θ_{\max} , induit au fragment par l'émission d'une particule donnée, sur la valeur de l'angle critique de blocage ψ_c . θ_{\max} est donné par l'émission de la particule dans le centre de masse à 90° de la trajectoire du fragment, soit approximativement par le rapport p_{post}/p_f , avec respectivement p_{post} et p_f l'impulsion de la particule évaporée dans le référentiel du centre de masse et l'impulsion du fragment dans le référentiel du laboratoire avant l'émission [52]. On obtient alors un résultat indépendant de p_f :

$$\frac{\theta_{\max}}{\psi_c} \approx \frac{P_{\text{post}}}{\sqrt{\frac{4Z_2 M_f Q_f e^2}{d}}},$$

avec Z_2 , M_f et Q_f , respectivement le numéro atomique de la cible, la masse et la charge du fragment de fission.

Donc, on s'aperçoit que pour une émission d'une particule d'énergie donnée, par un fragment de masse et de charge donnés, l'effet de perturbation du blocage est d'autant plus important que le numéro atomique de la cible est petit. Ainsi, cet effet est de faible importance dans les expériences en cinématique directe (projectile léger sur cristal lourd, comme le tungstène, l'uranium, le tantale ; ce sont toutes les expériences faites jusqu'à la fin des années 80) en comparaison des expériences en cinématique inverse (projectile lourd sur cristal léger, comme le silicium).

3. Incohérences dans les mesures de temps de fission

Nous pouvons maintenant comparer les données obtenues sur les temps de fission, soit par les mesures de multiplicités de pré-scission, soit par blocage cristallin. Prenons le cas du noyau d'uranium, avec les mesures obtenues récemment par blocage cristallin en fonction de l'énergie d'excitation [53]. Dans cette expérience menée au GANIL avec le détecteur de neutrons ORION pour la mesure de l'énergie d'excitation, le dispositif expérimental lié au blocage cristallin a été nettement amélioré avec l'identification des événements de fission par la coïncidence des fragments, ainsi que leur identification en numéro atomique (ce n'était pas le cas jusqu'à présent dans les expériences de blocage). Il s'agit d'une expérience en cinématique inverse avec un projectile d'uranium accéléré à 24 MeV/u sur une cible monocristalline de silicium de faible épaisseur, inférieure à 10 μm .

Toutes ces caractéristiques nouvelles donnent une confiance bien plus grande dans cette méthode. La Figure I-10 montre une comparaison entre les résultats (temps moyens) obtenus dans cette expérience et ceux issus des mesures de multiplicités de pré-scission, pour le cas de l'uranium. Cette comparaison met en évidence une différence de plus d'un facteur dix pour $E^* \sim 70$ MeV. Depuis, les résultats du modèle CDSM2 [28] ont montré, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, qu'à ces énergies d'excitation et pour le cas de l'uranium, les mesures de multiplicités de pré-scissions sont inadaptées à la mesure de temps de fission, et ne peuvent que les minimiser. De plus, une autre méthode de mesure, basée sur l'identification de raies X_K caractéristiques de l'atome d'uranium avant qu'il ne fissionne, a confirmé l'existence de temps de fission de l'ordre de 10^{-17} s [54].

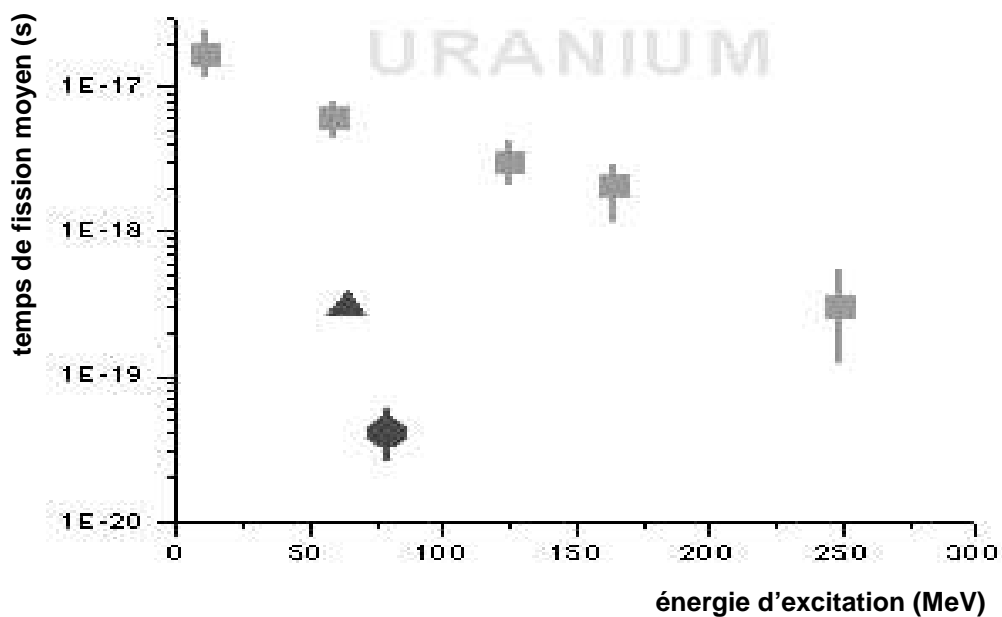


Figure I-10 : comparaison des données de temps de fission moyen obtenues par blocage cristallin (carrés, [53]), par mesures de raies γ (triangle, [17]) ou de neutrons (rond, [30]) de pré-scission pour le cas du noyau d'uranium.

Concernant le noyau de plomb, des incohérences bien plus importantes existent, avec une différence dans les temps de fission d'environ quatre ordres de grandeurs entre les données issues des mesures de multiplicités de pré-scission ($\sim 10^{-20}$ s, [30]) et celles issues du blocage cristallin (20% de composante de temps longs à 10^{-16} s, [42]) obtenues en 1976 et 1987. C'est dans ce contexte qu'est apparue la nécessité de faire des mesures de temps de fission du plomb en fonction de l'énergie d'excitation, avec le même dispositif expérimental performant utilisé pour le cas de l'uranium, au GANIL et avec le détecteur de neutrons ORION pour la mesure de l'énergie d'excitation. De plus, compte tenu des caractéristiques très différentes du point de vue de la fission entre les noyaux d'uranium et de plomb (dus notamment aux différences de barrière de fission), pouvoir comparer des évolutions des temps de fission de ces deux noyaux est très intéressant.

Chapitre II

**Expérience de mesure de temps de fission par
blocage cristallin dans ORION (GANIL)**

A. Principe général de l'expérience E257a

Le but de cette expérience est d'obtenir des informations sur les temps de fission du plomb en fonction de son énergie d'excitation. La technique du blocage cristallin est employée pour la mesure des temps de fission, ce qui signifie que le blocage des fragments de fission du plomb, en fonction de l'énergie d'excitation, doit être mesuré. Un autre point essentiel de cette expérience est de l'effectuer en cinématique inverse, avec un faisceau de plomb à grande vitesse bombardant une cible plus légère, et d'obtenir ainsi, pour la fission des quasi-projectiles, une fenêtre de sensibilité du blocage cristallin décalée vers des temps plus courts que ceux accessibles habituellement par cette technique et s'étalant sur trois ordres de grandeurs environ (de 10^{-19} à 10^{-16} s). Nous avons utilisé l'accélérateur du GANIL qui délivre un faisceau de plomb à l'énergie de 29 MeV/u.

Pour la réalisation de cette expérience, nous avons besoin d'une cible cristalline. Afin d'obtenir les mesures de blocage les plus précises possibles, il est nécessaire d'avoir un cristal d'une grande pureté, de faible épaisseur pour limiter la diffusion multiple des fragments (mais suffisante pour obtenir l'équilibre statistique) et dont les couches amorphes sur les faces d'entrée et de sortie sont les plus fines possibles. L'idéal est d'avoir un cristal dont le χ_{\min} expérimental d'un de ses axes est non seulement le plus proche du χ_{\min} théorique de canalisation mais surtout le plus petit possible (<5%). C'est le silicium et son axe <110> qui ont été choisis. Le cristal de silicium est peu coûteux, possède peu de défauts exceptés les oxydes en surface (20 à 50 Angström typiquement), et son élaboration à faible épaisseur ne pose pas de difficultés particulières. Quant à son axe <110>, c'est l'axe majeur du silicium possédant le potentiel continu $U(0)$ le plus élevé (140 eV [55]), dû en particulier à la distance inter-atomique la plus petite. Pour la réalisation de l'expérience de blocage, il reste à déterminer la direction de l'axe cristallin par rapport à la direction de recul du noyau dont on étudie la fission, et enfin une méthode d'obtention d'une mesure de blocage de référence (distance transverse de recul nulle).

Pour le premier point, il s'agit de faire un compromis entre la distribution angulaire des fragments de fission dans le laboratoire, qui décroît avec l'éloignement du faisceau jusqu'à un angle de 9° (cas de la fission symétrique du plomb à 29 MeV/u), et une sensibilité du blocage aux temps courts qui augmente avec l'angle que font la direction de recul du noyau et la rangée de blocage. La borne inférieure de sensibilité au blocage (t_{\min}) est en effet définie approximativement par le temps mis par le noyau pour sortir du domaine des vibrations thermiques, soit environ $0,1 \text{ \AA}$ perpendiculairement à la rangée atomique dans le

cas du silicium à 300 K. On a donc $t_{\min} = \frac{\sqrt{2} \times u_1}{V_{QP} \times \sin \alpha}$, avec u_1 amplitude des vibrations

thermiques dans une dimension ($u_1 = 0,08 \text{ \AA}$), α l'angle entre la direction de la rangée atomique (l'axe $\langle 110 \rangle$ ici) et celle du recul du quasi-projectile, que l'on assimile dans ces expériences à la direction du faisceau [76], et V_{QP} vitesse du quasi-projectile assimilée

également à la vitesse du faisceau ($V_{QP} = 0,98 \times \sqrt{2 \times E_{QP}} \times 10^{17} \text{ \AA/s}$, avec E_{QP} en MeV/u). En se plaçant à 6° pour le cas du plomb, on se retrouve dans les conditions de l'expérience faite avec l'uranium [6]: $t_{\min}(^{208}\text{Pb}, 6^\circ, 29 \text{ MeV/u}) \sim t_{\min}(^{238}\text{U}, 7^\circ, 24 \text{ MeV/u}) = 1,2 \cdot 10^{-18} \text{ s}$. Nous allons privilégier la statistique dans notre expérience en se plaçant à 5° (dans ce cas, $t_{\min} = 1,5 \cdot 10^{-18} \text{ s}$). Nous verrons avec les simulations effectuées au chapitre IV que, si l'on admet une distribution exponentielle des temps de fission, de temps de vie τ , alors $\tau_{\min} \sim 3 \cdot 10^{-19} \text{ s}$.

Pour le deuxième point, plusieurs possibilités sont en principe envisageables pour obtenir une mesure de blocage de référence, c'est à dire une calibration de la méthode de blocage, comme nous l'avons vu au chapitre I [36]. Nous avons choisi de mesurer le blocage par l'axe $\langle 110 \rangle$ des noyaux de plomb diffusés élastiquement sur la cible de silicium. Cette mesure pourra ensuite être comparée au blocage des fragments de fission du plomb en appliquant aux creux de blocage une loi d'échelle en $\sqrt{Z/E}$. Compte tenu de la cinématique de l'expérience, la diffusion élastique des noyaux de plomb couvre une portion restreinte de l'espace, qui est donnée par l'angle d'effleurement (angle maximal de diffusion élastique du projectile sur la cible). Cet angle est déterminé par le système projectile-cible et sa vitesse. Dans le cas d'un projectile de plomb accéléré à 29 MeV/u sur une cible de silicium, il vaut environ $1,3^\circ$ dans le référentiel du laboratoire. Un détecteur est donc placé à 1° de la direction du faisceau, avec une ouverture angulaire de $\pm 0,5^\circ$, pour l'observation du blocage de la diffusion élastique. Cette observation va nous donner plus qu'une référence dans la procédure d'extraction des temps de fission, elle va nous permettre également de vérifier régulièrement si la qualité du cristal ne se dégrade pas sous l'effet de l'irradiation intense par le faisceau. Si celle-ci est trop forte, la structure cristalline va être perturbée par la présence d'atomes interstitiels et de lacunes, le potentiel répulsif des rangées atomiques va diminuer et les creux de blocage vont se remplir. En observant le blocage de la diffusion élastique avant et après les acquisitions de longue durée du blocage des fragments de fission, nous pouvons contrôler si le

cristal a subi des dommages aux irradiations pendant cette acquisition, et donc valider ou non celle-ci. L'axe $\langle 110 \rangle$ de la cible de silicium doit donc pouvoir être orienté, à 5° ou à 1° de la direction du faisceau, pour l'acquisition, respectivement, du blocage des fragments de fission et du blocage des projectiles diffusés élastiquement.

La configuration géométrique de l'expérience et les caractéristiques du blocage cristallin étant fixées, il faut définir les grandeurs que nous devons mesurer. L'obtention des images de blocage nécessite une détection de la position à deux dimensions, pour les fragments de fission à 5° d'une part et pour les événements élastiques à 1° d'autre part. La résolution de cette détection doit être inférieure à la largeur typique des creux de blocage intervenant dans notre expérience (pour l'axe $\langle 110 \rangle$, $\Psi_{1/2} \sim 1$ mrad pour les fragments de fission les plus rapides et pour la diffusion élastique du plomb). Si l'on veut au moins dix points pour caractériser correctement la forme du creux de blocage axial, une résolution inférieure à 0,1 mrad est nécessaire, ce qui est réalisé avec un détecteur d'une résolution de 0,2 mm placé à plus de 2 m de la cible. Comme le détecteur placé à 1° du faisceau ne doit pas déborder sur la trajectoire du faisceau ce qui est impossible à une distance de 2 m, les deux détecteurs à localisation seront placés à environ 3,5 m de la cible.

Ensuite l'identification des événements de fission du plomb s'obtient par l'identification des numéros atomiques des deux fragments de fission détectés en coïncidence. Des télescopes E- ΔE peuvent remplir cette fonction (jusqu'à $Z \sim 50$). L'un étant nécessairement placé à 5° du faisceau pour la mesure du blocage, un autre devra donc être placé de l'autre côté du faisceau pour obtenir la coïncidence.

Enfin, il reste la mesure de l'énergie d'excitation initiale de chaque événement de fission détecté. Celle-ci est directement liée à la mesure de la multiplicité de neutrons émis tout au long de la réaction, c'est à dire avant, pendant et après fission. Un détecteur de neutron sera donc utilisé à cet effet. Le problème de ce type de détecteurs est qu'ils sont particulièrement lents (environ 100 μs sont nécessaires au comptage des neutrons provenant d'une réaction nucléaire). Or, comme la fission du plomb est très peu probable à faible énergie d'excitation, l'intensité du faisceau de plomb doit être la plus grande possible tout en respectant un diamètre du faisceau sur cible suffisamment petit pour ne pas détériorer la résolution des figures de blocage. En effet pour un impact de 1 mm de diamètre à une distance de 3,5 m des détecteurs à localisation, l'incertitude angulaire sur la trajectoire des ions est de 0,3 mrad, ce qui est la limite acceptable compte tenu de la largeur attendue des creux de blocage. Avec la restriction d'un diamètre de faisceau d'environ 1 mm, l'intensité maximale disponible au GANIL pour le plomb est d'environ 10^9 particules par seconde. On a alors un très fort taux d'empilement dans le détecteur à neutron, ce qui rend inutilisable le signal de capture des neutrons (voir partie B-2, paragraphe « le détecteur de neutron ORION »). L'énergie d'excitation va donc devoir être déduite à partir d'un autre signal délivré par le détecteur de neutron, qui est la lumière totale issue du ralentissement des neutrons dans le

détecteur (lumière dite « prompt » [56]). Une étape de calibration de cette lumière en nombre de neutron en utilisant le signal habituel du détecteur sera alors nécessaire, en se plaçant à faible intensité de faisceau.

B. Description du laboratoire, des détecteurs et de l'acquisition des données

1. Le laboratoire : le Grand Accélérateur National d'Ion Lourds (GANIL)

a) Généralités

Le GANIL, situé près de la ville de Caen, est un laboratoire de recherche expérimentale pour la physique nucléaire. On y étudie également d'autres disciplines comme la physique atomique, la physique de la matière condensée, l'interaction particule-matière, et aussi la radiobiologie. Son premier faisceau a été délivré en 1983, et en 1994 le laboratoire est nommé Grande Installation Européenne, ce qui implique de nombreuses collaborations internationales. De plus, depuis septembre 2001, un nouvel outil, SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne), est opérationnel et devrait contribuer largement dans la recherche des noyaux exotiques.

L'ensemble de la machine, constitué de la source d'ions et de l'accélérateur, peut délivrer un faisceau d'ions allant du carbone à l'uranium, dans les domaines d'énergie et d'intensité de 95 MeV/u et 10^{13} pps (particules par seconde) pour les ions les plus légers à 25 MeV/u et 10^9 pps pour les ions les plus lourds. La résolution en énergie est de 0.05 % et la résolution en temps de 1 ns.

La structure du faisceau à l'entrée des salles d'expérience est une structure hachée : succession de paquets d'environ 10^5 ions à la fréquence typique de 10 MHz (10 millions de paquets par seconde). Son émittance est de l'ordre de 5π mm.mrad dans les plans horizontal et vertical, ce qui signifie par exemple que pour un faisceau de rayon 1 mm en un point donné de son parcours, la divergence angulaire est alors, en ce point, de 5 mrad dans les deux dimensions.

Les diverses aires expérimentales sont réparties de part et d'autre de la voie de sortie du faisceau accéléré (Figure II-1), que l'on nomme « arête de poisson », et disposent d'un système d'exploitation développé par le GANIL pour l'acquisition et le contrôle en ligne des données. On y trouve de grands appareillages pour la recherche expérimentale : des spectromètres (LISE 3, SPEG) et plusieurs détecteurs 4π (couvrants tout l'espace) pour la détection des neutrons, des gammas ou de particules chargées (ORION, EXOGAM, INDRA).

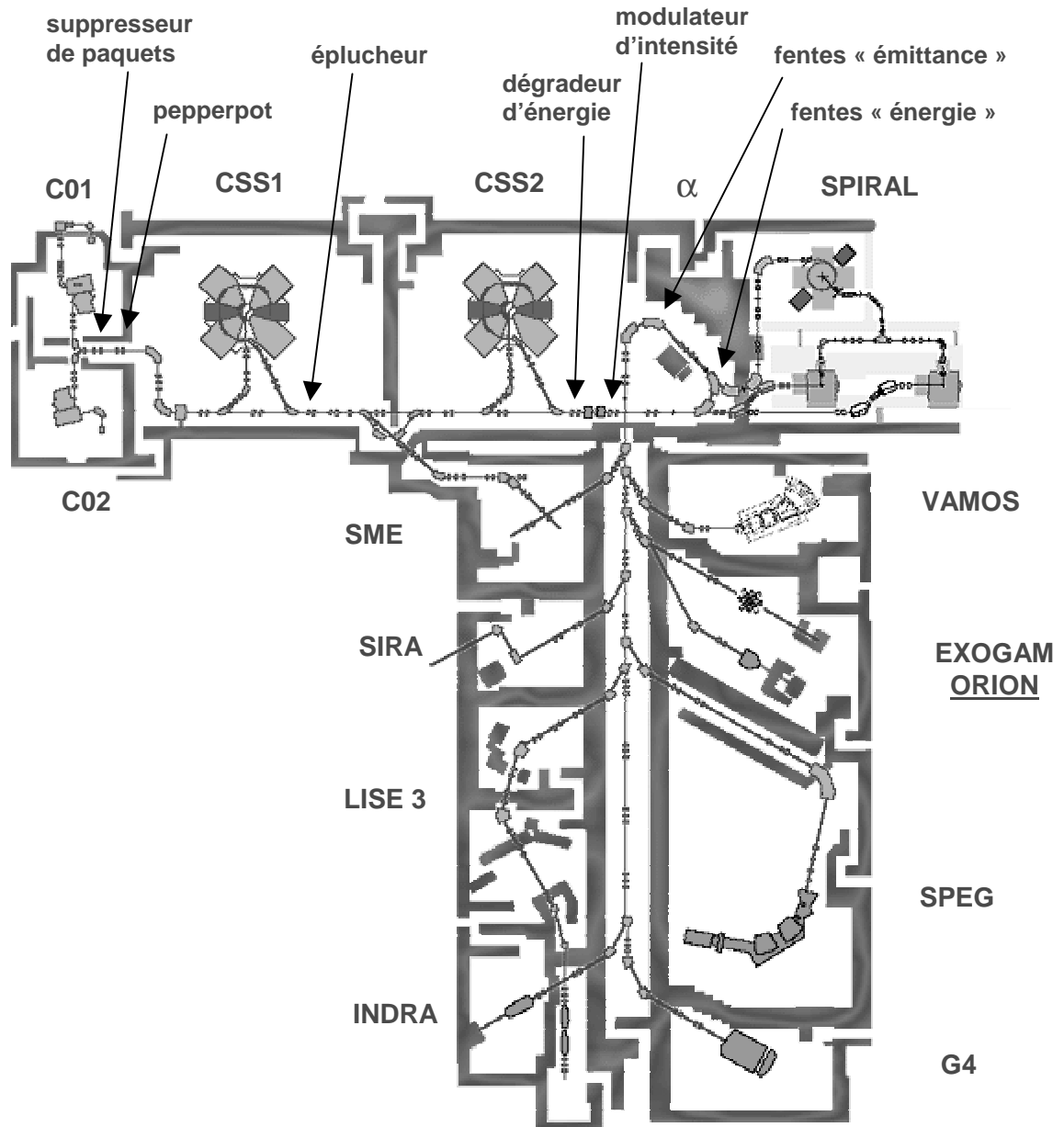


Figure II-1 : vue schématique de l'ensemble du site du GANIL : source, accélération et aires expérimentales.

L'expérience de mesure de temps de fission par blocage s'est déroulée dans la salle ORION (salle G2b) où réside le détecteur à neutron ORION.

b) Principe de fonctionnement

Un faisceau d'ions multichargés de basse énergie est produit par une des deux sources d'ions de type ECR (Electron Cyclotron Resonance), injecté dans un cyclotron compact (C01 ou C02), puis dans deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1 et CSS2). Un éplucheur constitué d'une cible mince de carbone est positionné entre ces deux derniers cyclotrons afin d'augmenter le rapport de la charge de l'ion sur sa masse (q/A), d'un facteur 2,5 typiquement, avant l'entrée dans CSS2. On obtient alors des ions nus dans le cas des plus

légers et des ions possédant une trentaine d'électrons pour les plus lourds. Leur accélération dans le deuxième cyclotron va être plus forte, et une énergie de plusieurs MeV/u va être atteinte en sortie de CSS2. A cet endroit précis de l'accélérateur, les caractéristiques du faisceau sont fixées par le type d'ions sélectionné à la source. Par exemple, pour le plomb 208, la fréquence des paquets est de 7,82 MHz, l'énergie de 29 MeV/u avec une dispersion $\Delta E/E$ de 10^{-3} , la charge de 56, l'émittance de 5π mm.mrad et l'intensité de 30 nA.

Ces caractéristiques du faisceau peuvent ensuite être modifiées à l'aide de divers systèmes afin de convenir aux exigences d'une expérience de physique particulière. Ces systèmes sont indiqués par des flèches sur la Figure II-1. Un supprimeur de paquets, placé en amont de CSS1, réduit la fréquence des paquets (d'un facteur 1/10 maximum) et donc aussi l'intensité du faisceau. Celle-ci peut aussi être diminuée (jusqu'à un facteur 75, tout en conservant l'émittance) par un système de grilles désigné sous le nom de « pepperpot » (poivrière), placé également en amont de CSS1, ou bien par un modulateur en amont du spectromètre « alpha » (facteurs d'atténuation allant jusqu'à 100). Toujours en amont de l'« alpha », une cible épaisse (dégradeur) permet de diminuer l'énergie du faisceau et d'augmenter son état de charge. Le spectromètre « alpha » est achromatique, c'est à dire que son optique, constituée d'un ensemble de dipôles et quadrupôles à chacun des deux coudes que forme l'« alpha », est telle que le système est non dispersif : le faisceau est identique en forme à l'entrée et à la sortie. Par contre, des fentes placées au point focal intermédiaire (dispersif) du spectromètre, après le premier coude, vont permettre une sélection fine en $\Delta q/q$ et $\Delta E/E$. De plus, et pour finir, des jeux de fentes supplémentaires situées à l'entrée et à la sortie du spectromètre « alpha » permettent de diminuer l'émittance du faisceau jusqu'à 0.05π mm.mrad [57].

2. Objets et outils de l'expérience

a) Le faisceau et la cible : le système Pb + Si

(1) Le faisceau

Les caractéristiques du faisceau pendant l'expérience E257a de mesure de temps de fission par blocage, qui eut lieu la première semaine du mois d'octobre 1999, étaient les suivantes : les ions $^{208}\text{Pb}^{56+}$ étaient accélérés à 29 MeV/u, à la fréquence de 7,8 MHz ; l'émittance était de $0,8\pi \times 0,8\pi$ mm.mrad, ajustée de telle sorte que le faisceau passait à 98 % dans un trou de 2 mm du porte-cible ; son intensité sur cible était maintenue autour de 2,5 nA électrique, soit environ $3 \cdot 10^8$ pps.

Lors des acquisitions régulières sur le détecteur situé à 1° du faisceau (quelques minutes toutes les une ou deux heures), l'intensité était abaissée d'un facteur 15 environ grâce au « pepperpot », afin d'éviter que le détecteur ne subisse des dommages aux radiations.

Remarque : les caractéristiques du faisceau mentionnées ci-dessus ne sont pas celles qui ont prévalu pendant toute la durée de l'expérience. Elles correspondent à la partie des données exploitables et ont été obtenues après avoir compris que le faisceau était beaucoup trop focalisé au niveau de la cible, et qu'il endommageait celle-ci. Il passait dans un trou de 1 mm du porte-cible, mais sa taille réelle était bien inférieure : section de $200\ \mu\text{m}^2$ (Figure II-2). Ensuite, le faisceau fut défocalisé et les points d'impact sur la cible étaient régulièrement changés pour que la fluence ne dépasse pas la valeur critique de 10^{13} ions/ mm^2 de cette expérience.

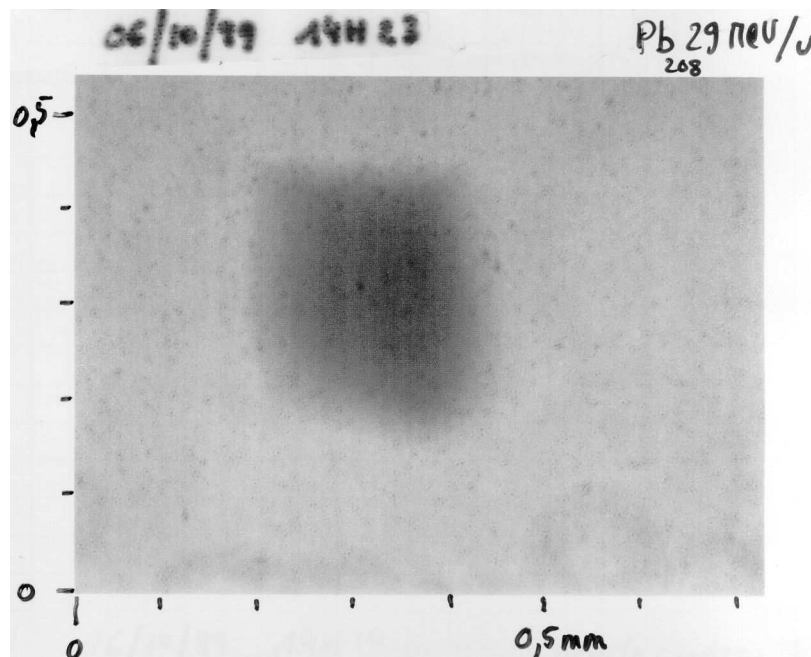


Figure II-2 : trace de l'impact du faisceau sur la première cible utilisée en début d'expérience (photo prise au microscope). La section très faible (environ $200\ \mu\text{m}^2$) du faisceau sur cette cible l'endommagea au point que les données correspondantes ne seront pas exploitées.

(2) La cible

La cible monocristalline de silicium, placée dans la chambre à réaction du détecteur ORION, avait une épaisseur de $14,5\ \mu\text{m}$. Montée sur un goniomètre à trois degrés de liberté, elle était orientable dans l'espace de façon à ce que son axe $\langle 110 \rangle$ puisse être positionné dans le plan horizontal, à 1° ou 5° du faisceau.

(a) Production de la cible de silicium

Les cristaux minces de silicium, utilisés par notre collaboration dans les expériences de canalisation ou de blocage d'ions lourds, sont élaborés par le service Détecteurs de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay selon le principe suivant : dans un premier temps, la couche de cristal de silicium désirée, quasiment pure ou très faiblement dopée au phosphore (10^{13} à 10^{14} atomes. cm^{-3}), est obtenue par croissance épitaxiale sur un substrat de silicium épais et fortement dopé. Cette technique consiste à déposer les atomes de silicium sur la

surface du substrat chauffée préalablement où ils acquièrent une grande mobilité. Ils se disposent alors sur les sites cristallins pour former plan après plan une structure cristalline parfaite de l'épaisseur désirée. La surface du substrat est un plan (111) dans le cas de nos cristaux.

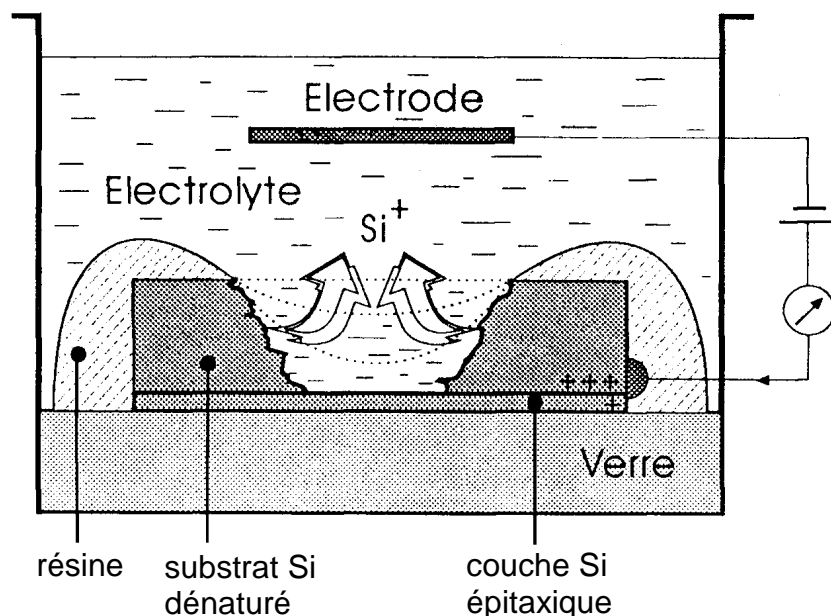


Figure II-3 : obtention d'un monocristal mince de silicium par électrolyse du substrat dénaturé.

Les deux couches, ainsi formées par le substrat et le silicium quasiment pur, ont des résistivités différentes puisque dopées différemment. Celles-ci vont de 50 à 200 $\Omega\cdot\text{cm}$ pour la couche épitaxique à 0,01 $\Omega\cdot\text{cm}$ pour le substrat. La deuxième étape dans l'élaboration de la cible est l'électrolyse du substrat afin de libérer la deuxième face du silicium pur (la future cible), tout en conservant un bord épais pour le maintien de celle-ci, comme indiqué en coupe sur la Figure II-3. La couche épitaxique est placée contre une plaque de verre et une électrode est placée sur l'ensemble des deux couches (épitaxique et substrat). L'ensemble est ensuite introduit dans une cuve où l'on contrôle la dissolution électrochimique du substrat à tension constante par la mesure des variations du courant dans les deux couches. Lorsque la couche mince de grande résistivité est atteinte, le courant diminue.

Après traitement, on obtient un disque mince, orienté selon le plan (111), de quelques millimètres à plus d'un centimètre de diamètre, autoporté par la couronne résiduelle du substrat.

(b) Caractérisation et pré-orientation de la cible

Une fois la cible élaborée il est important, avant l'expérience, de vérifier précisément son épaisseur, puis de repérer approximativement les directions cristallographiques majeures

(pré-orientation), et en particulier celles des axes de type $\langle 110 \rangle$ qui nous intéressent pour l'expérience de blocage.

La mesure de l'épaisseur de la cible a été obtenue par mesure de la perte d'énergie de particules alpha la traversant. La cible de silicium était placée dans une enceinte à vide (pression inférieure à 10^{-1} Torr) entre une source alpha de ^{241}Am (deux branches de désintégration alpha d'énergie 5,486 MeV à 86 % et 5,443 MeV à 12 %) et un détecteur à jonction PN de 100 mm² de surface. Après le réglage de la chaîne électronique (tension de polarisation de la jonction, préamplificateur de charge, amplificateur et analyseur multicanal) et l'étalonnage en énergie, l'énergie des particules alpha après la traversée de la cible est déterminée. La comparaison du résultat avec le code de calcul TRIM [58], basé sur la formule de Bethe de perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) des ions dans la matière, permet de déduire l'épaisseur de la cible à 0,05 μm près. Trois cibles étaient alors disponibles, d'épaisseurs 9,7 μm , 11,1 μm et 14,5 μm . Seule la dernière a été réellement exploitée dans l'expérience E257a.

La pré-orientation du cristal s'est faite par la méthode de Laue. La cible cristalline était maintenue immobile dans un faisceau polychromatique de rayons X. Celui ci était obtenu par le double effet de la décélération d'un faisceau d'électrons de 30 keV dans une cible métallique et de l'excitation des électrons des couches atomiques profondes de cette cible. Le cristal diffracte seulement les longueurs d'onde λ pour lesquelles il existe des plans, séparés d'une distance d et inclinés d'un angle θ , tels que la loi de Bragg ($2 d \sin \theta = n \lambda$ avec n entier relatif) soit vérifiée. Un cylindre percé d'un fin trou axial assurait une bonne collimation du faisceau et une plaque photographique recevait les rayons diffractés. Le diagramme de diffraction obtenu par cette méthode est formé d'une série de taches et met en évidence les symétries du cristal. Dans notre cas, trois taches étaient nettement visibles, formant un triangle équilatéral. En effet, la surface du cristal étant un plan (111) d'après le mode d'élaboration vu ci-dessus, alors la normale à cette surface est un axe $\langle 111 \rangle$, correspondant à la grande diagonale du cube élémentaire. C'est sur les trois plans passant par les simples diagonales du cube et dont l'intersection est l'axe $\langle 111 \rangle$ que se sont réfléchis les rayons X pour former ensuite trois taches sur la plaque photographique. Ces simples diagonales du cube sont des axes de type $\langle 110 \rangle$ faisant tous un angle de $35,25^\circ$ avec l'axe $\langle 111 \rangle$. Pré-orienter le cristal consiste donc à repérer, par une marque sur le support de la cible, la direction vers laquelle se trouve un axe $\langle 110 \rangle$ à $35,25^\circ$ de la normale à la surface (axe $\langle 111 \rangle$), en s'aidant de la position des taches sur la plaque photographique. On peut alors disposer la cible et son support dans un petit porte-cible qui l'incline définitivement à $35,25^\circ$, de telle sorte que l'axe $\langle 110 \rangle$ s'aligne avec la normale au porte-cible. Ainsi c'est ce porte-cible qu'il suffit d'incliner de 1° ou de 5° par rapport au faisceau pour amener l'axe $\langle 110 \rangle$ sur les différents détecteurs à localisation, à l'aide du goniomètre (Figure II-4).

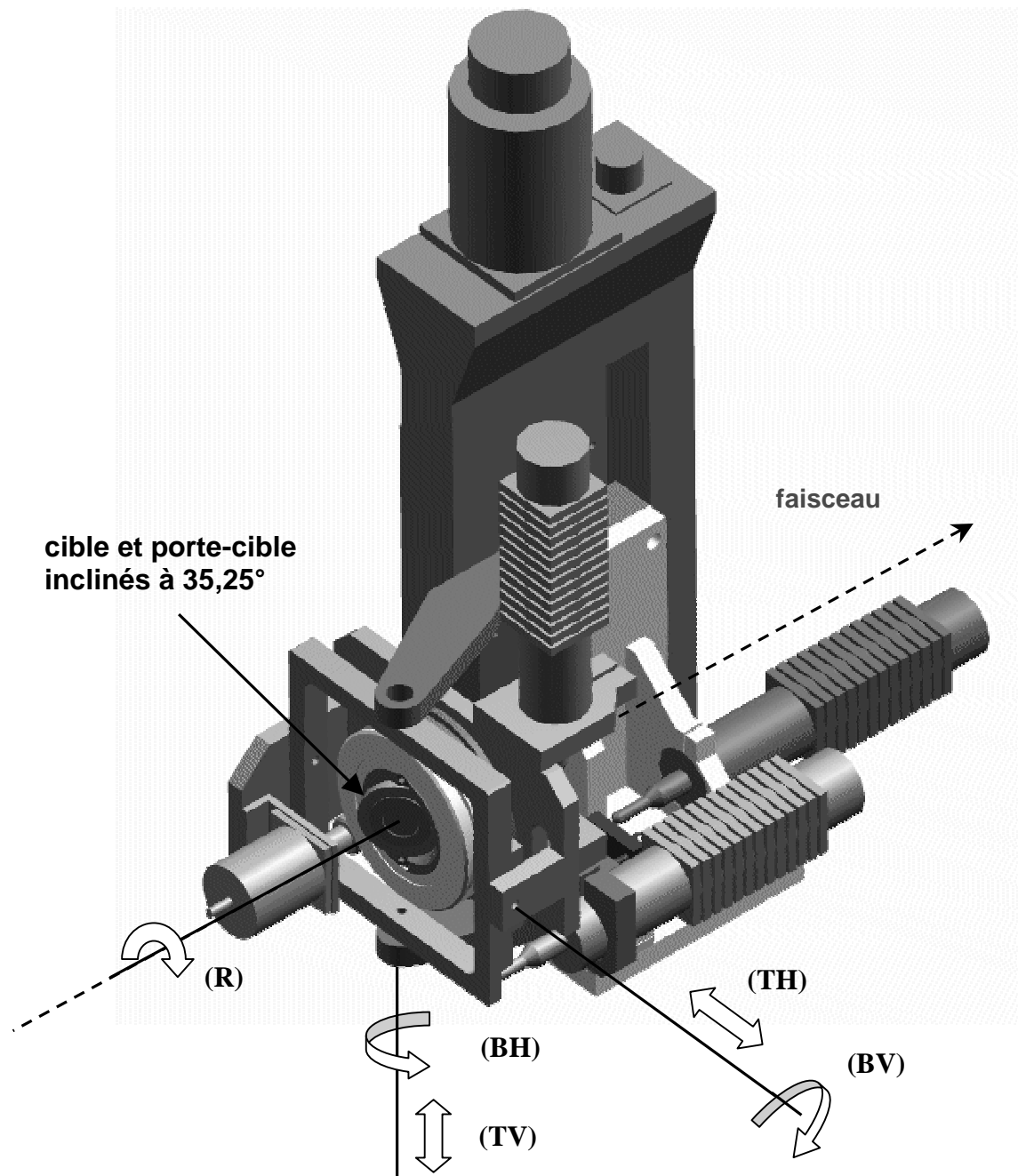


Figure II-4 : goniomètre utilisé dans notre expérience pour l'orientation de la cible.

(c) Orientation du cristal : le goniomètre

Le but de l'expérience étant d'enregistrer des images de blocage à deux dimensions par des détecteurs à localisation situés en aval de la cible, il est nécessaire d'orienter l'axe cristallin majeur choisi (dans notre cas l'axe $\langle 110 \rangle$) dans la direction de ces détecteurs. Ceux-ci faisant 5 cm de cotés et étant placés à environ 3,5 m, leur couverture angulaire est donc de l'ordre du degré, ce qui nécessite une résolution angulaire du goniomètre au moins inférieure au dixième de degré, afin de positionner correctement le creux de blocage axial au centre du détecteur.

Une autre exigence fondamentale du goniomètre est la très bonne reproductibilité dans les déplacements. Celle-ci vaut, ainsi que la précision du goniomètre, 0,16 mrad. Ces deux caractéristiques sont donc bien au-delà de nos exigences, et la contribution principale à la limitation de la résolution angulaire provient de la dimension de l'impact du faisceau sur le cristal. Pour un impact de 1 mm de diamètre à une distance de 3,5 m des détecteurs à localisation, l'incertitude angulaire sur la trajectoire des ions est de 0,3 mrad. Par comparaison, la largeur à mi-hauteur $\Psi_{1/2}$ du creux de blocage axial le plus étroit attendu, celui des fragments de fission de la solution cinématique de plus grande énergie cinétique, est de 1 mrad ($\Psi_{1/2} \sim \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2}{Ed}}$ avec $Z_1=40$, $Z_2=14$, $e^2=1,44$ MeV.fm, $d=3,84$ Å et $E=3900$ MeV).

Le goniomètre, placé à l'intérieur du détecteur ORION, possède cinq mouvements, indiqués sur la Figure II-4 :

- basculement horizontal (BH) autour d'un axe vertical perpendiculaire au faisceau
- basculement vertical (BV) autour d'un axe horizontal perpendiculaire au faisceau

Ces deux premiers mouvements, provoqués par un moteur pas à pas, d'une résolution angulaire élevée (10^{-3} degré par incrément de 1 µm), permettent l'orientation de l'axe cristallin <110> dans la direction des détecteurs à localisation. L'amplitude des deux basculements est de plus ou moins 10 degrés.

- rotation (R) de la cible autour du faisceau incident

La cible doit pouvoir tourner autour de l'impact du faisceau afin d'éviter d'avoir un plan cristallin majeur dans le plan horizontal du laboratoire, et ceci pour deux raisons. La première est d'éviter une canalisation planaire du faisceau incident, ce qui réduirait la probabilité d'interaction avec les noyaux de la cible et donc la statistique de l'expérience. La deuxième raison est d'éviter que les traces des plans cristallins majeurs ne soient parallèles aux pistes verticales et horizontales des détecteurs à localisation, ce qui compliquerait inutilement la reconstruction, lors de l'analyse, des profils de blocage autour de l'axe <110>.

- Translation horizontale (TH) perpendiculaire au faisceau

Ce mouvement de faible amplitude permet un positionnement précis du point d'impact du faisceau sur la cible. Il nous servira en particulier pour changer de point d'impact lorsque celui-ci aura subi des dommages d'irradiation jugés inacceptables.

- Translation verticale (TV) perpendiculaire au faisceau

La cible doit pouvoir être positionnée dans le faisceau et en être extraite facilement pour laisser le libre passage au faisceau incident. Ce dernier mouvement est donc de grande amplitude.

b) Les appareils de préparation et de contrôle de l'expérience

(1) Le profileur à galette de microcanaux

C'est un détecteur de la position du faisceau dans deux dimensions, verticale et horizontale. Il se situe dans la chambre à réaction d'ORION, juste en amont du porte cible rotatif (Figure II-6 et Figure II-7).

Sa fonction est de renseigner sur l'alignement du faisceau avec le porte-cible rotatif et la cible, puis d'obtenir également des informations sur la taille approximative du faisceau et sa distribution. Il a servi en particulier lors des phases préparatoires de l'expérience et surtout, après réglage, pour vérifier en permanence l'absence de dérive du faisceau.

Il est « non interceptif » car il utilise l'ionisation du gaz résiduel par le passage du faisceau dans la chambre à réaction d'ORION. Il est donc nécessaire à son fonctionnement que le vide dans la chambre ne soit pas trop poussé (supérieur à 10^{-7} Torr) et que l'intensité du faisceau soit suffisante. Cette ionisation est en quelque sorte une image de la forme du faisceau, qu'il suffit de récupérer. Pour cela les ions, issus de l'ionisation du gaz résiduel, sont déplacés sous l'action d'un champ électrique uniforme horizontal (pour un profil vertical du faisceau). Le champ électrique est créé localement par un système d'électrodes. La galette de microcanaux, un petit cylindre de 12 mm de diamètre, faite en verre au plomb, est percée de multiples canaux microscopiques (de quelques dizaines de micromètres de diamètre) tous parallèles. Lorsqu'une charge (électron ou ion) pénètre dans l'un de ces trous, elle va se heurter aux parois du canal, recouvertes d'un matériau semi-conducteur, et éjecter des électrons secondaires, qui à leur tour en éjecteront d'autres lors des chocs suivants. Les charges sont collectées grâce à une différence de potentiel entre l'entrée et la sortie des microcanaux. Les galettes à microcanaux agissent donc comme un système continu de dynodes de photomultiplicateurs, avec l'avantage d'une géométrie extrêmement compacte. L'amplification des charges collectées (ions) est d'un facteur 10^6 , et à la sortie de la galette, 47 micropistes espacées de 300 μm donnent, après intégration de la charge à travers un préamplificateur de charge, deux profils à une dimension (verticale et horizontale) du faisceau. Ceux-ci sont disponibles sur un PC en salle d'acquisition.

(2) Le porte-cible rotatif

Il dispose de cibles et de collimateurs escamotables, tous répartis sur une couronne, qui peuvent être placés dans l'axe du faisceau par rotation de cette couronne. Le porte-cible rotatif est situé entre le profileur à galette de microcanaux et le goniomètre (Figure II-6 et Figure II-7). C'est le porte-cible utilisé habituellement dans le détecteur ORION lors des expériences de physique nucléaire. Les cibles que nous y avons disposées sont des cibles « test » et des collimateurs qui nous ont servis uniquement dans la phase de préparation de

notre expérience. Notre cible, le monocristal de silicium sur lequel nous étudions les effets de blocage, se situe dans notre propre porte-cible fixé sur le goniomètre (Figure II-4).

Les collimateurs sont en aluminium et possèdent un trou central de diamètre 1, 2 ou 3 mm. Ils sont utilisés pour déterminer une valeur supérieure, ou inférieure, du diamètre du faisceau au niveau de la cible lors des réglages d'optique. Par exemple, le faisceau que nous avons utilisé fut préparé de façon à ce qu'en passant dans le collimateur de diamètre 2 mm, le taux de comptage du détecteur ORION, dû aux chocs du halo du faisceau sur le collimateur, était équivalent à environ 2 % du taux de comptage obtenu avec une cible pleine. L'émittance dut être diminuée jusqu'à $0,8\pi \times 0,8\pi$ mm.mrad et le faisceau était ainsi suffisamment peu focalisé pour éviter les dommages par irradiation de la cible au point d'impact.

Les cibles disponibles sont une cible d'or d'épaisseur $1,1 \text{ mg/cm}^2$ et une cible d'aluminium de $8 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ces dernières furent utilisées pour obtenir une image de diffusion élastique lors des périodes de tests en faisceau auxiliaire (argon puis carbone à 95 MeV/u) précédant l'expérience en faisceau de plomb. Cela consiste à prendre en parallèle le faisceau utilisé par une autre expérience pendant 10 s toutes les 100 s.

Un emplacement sans cible fut utilisé pour les réglages d'alignement du faisceau et pour toute la durée de l'expérience. Le porte-cible se pilote depuis la salle d'acquisition.

(3) Les moniteurs

Placés en aval du détecteur ORION et des détecteurs à localisation, ils jouent un rôle similaire au profileur à galette de microcanaux, qui est la détermination et le contrôle de la position du faisceau, en particulier dans la phase de son alignement dans ORION.

Ce sont quatre diodes silicium mobiles, disposées à égale distance du passage du faisceau, et de part et d'autre de celui-ci, deux dans le plan vertical et deux dans le plan horizontal.

L'approche simultanée des détecteurs silicium vers le faisceau, puis la comparaison de leur taux de comptage des particules diffusées, permettent de déduire la position du faisceau.

(4) La source de californium

Une source de californium ainsi qu'une diode silicium de 100 mm^2 étaient placées côte à côte dans la chambre à réaction d'ORION pendant toute la durée de l'expérience. Cet ensemble a la fonction très importante de calibrer le détecteur ORION lors de la phase de dépouillement de ses données, ultérieure à l'expérience, qui consiste à retrouver le nombre de neutrons émis par chaque événement physique ayant déclenché l'acquisition (voir partie III-A-3-b, « sélection de l'énergie d'excitation initiale du plomb »).

En effet, le californium se désintègre spontanément par fission, et émet en moyenne 3,78 neutrons pour chaque événement de fission. La diode silicium, lorsqu'elle détecte un fragment de fission, prévient l'électronique d'acquisition que des neutrons sont émis par la source de californium. Le signal délivré alors par ORION est enregistré avec l'« étiquette » *californium*. Ce système permet également de contrôler le fonctionnement du détecteur ORION tout au long de l'expérience, en particulier les éventuelles dérives de son signal.

c) Les appareils de détection et de mesure

(1) Le détecteur de neutrons ORION

(a) *Présentation*

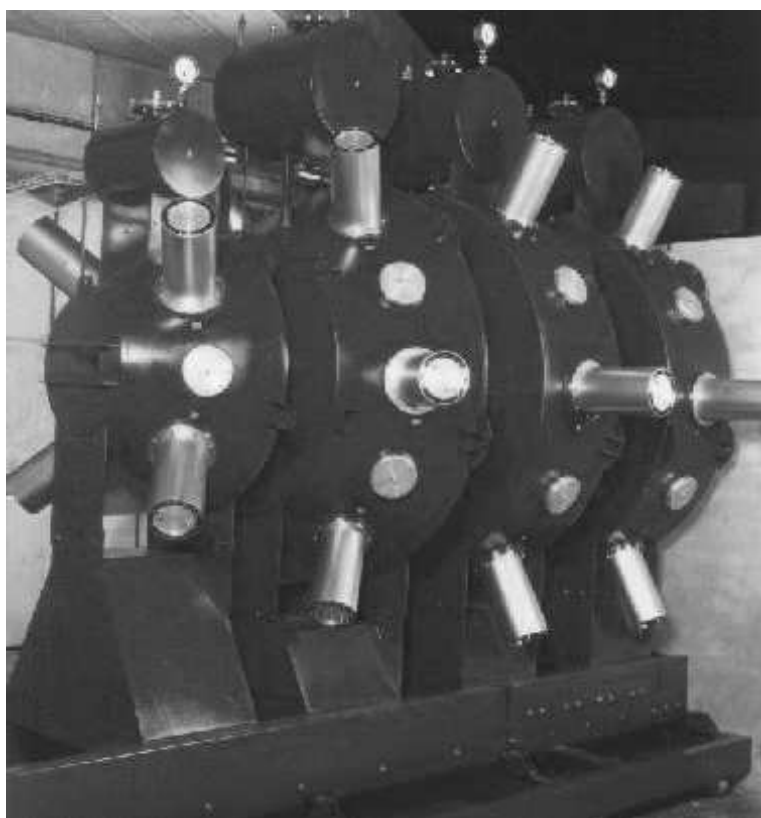


Figure II-5 : photographie du détecteur à neutron ORION. On distingue quatre secteurs contenant le liquide scintillateur, entourés de leurs photomultiplicateurs.

Le détecteur ORION (ORganic Interceptor Of Neutron) est un détecteur liquide 4π (angle solide complet), optimisé pour la détection et le comptage des neutrons évaporés par des noyaux chauds produits lors de réactions nucléaires. De cette mesure de multiplicité de neutrons obtenue événement par événement on en déduit, par l'intermédiaire de codes de calcul d'évaporation (par exemple GEMINI [59]), l'énergie d'excitation initiale de ces noyaux chauds.

Ce type de détecteur (scintillateur liquide organique) est composé généralement de quatre éléments : un solvant sur lequel la particule entrant dans le détecteur va perdre la

majorité de son énergie, un scintillateur, un dopant afin d'augmenter l'efficacité de détection pour une application particulière, et un changeur de longueur d'onde qui absorbe la lumière de scintillation pour en émettre une autre compatible avec l'efficacité quantique d'un photomultiplicateur [60]. Dans le cas du détecteur ORION, ses composants sont le pseudocumène ou 1-2-4 tri-méthyl benzène pour le solvant, le para-terphényl ($C_{18}H_{14}$) pour le scintillateur, le popop ($C_{24}H_{16}N_2O_2$) pour le changeur de longueur d'onde et le gadolinium (0,3 % en concentration) pour le dopant. Ce dernier joue le rôle particulier de capteur de neutrons. L'ensemble du liquide est fourni par Nuclear Enterprise sous la désignation NE343 [61].

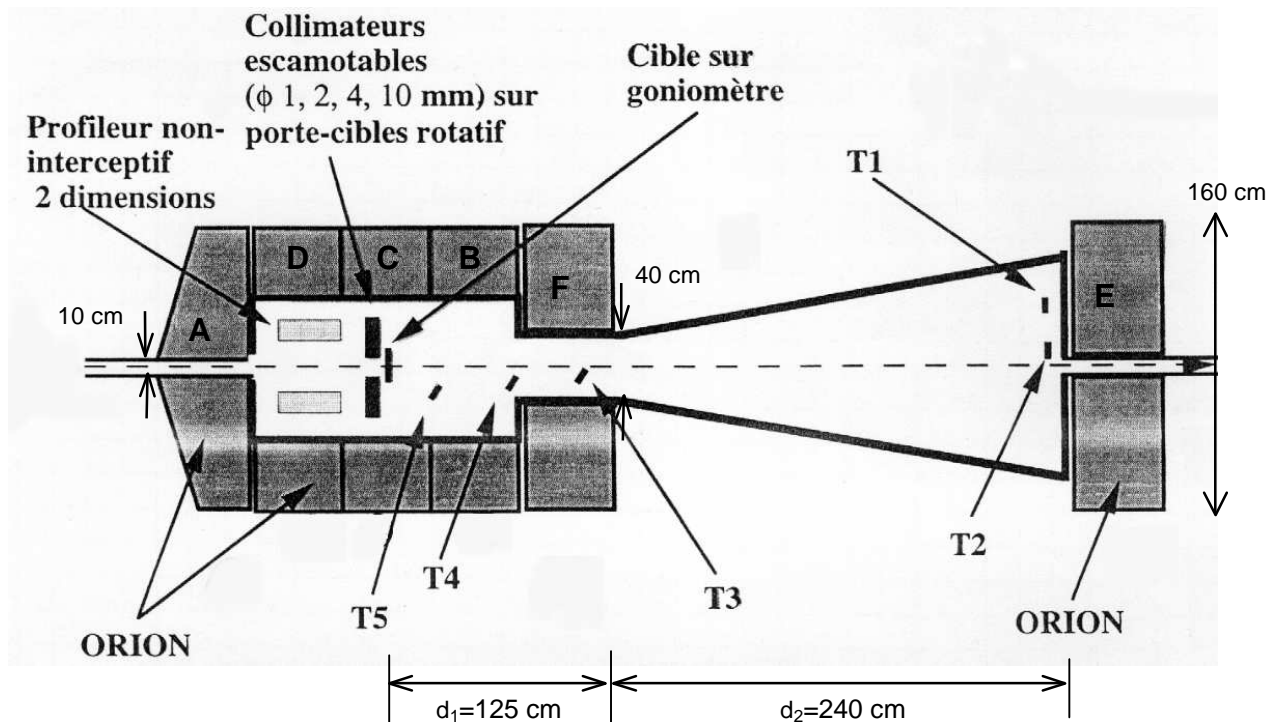


Figure II-6 : vue de dessus en coupe de la configuration géométrique de notre expérience. L'emplacement de la totalité des détecteurs utilisés est indiqué, ainsi que ceux du profilleur à galette de microcanaux et du porte-cible rotatif dans la chambre à réaction d'ORION.

La géométrie du détecteur est du type cylindre creux, composé de six secteurs (A, B, C, D, E, et F), de 1,60 m de diamètre extérieur et entourant en leur centre une chambre à réaction de grand volume longue de 1,30 m et d'un diamètre de 60 cm (Figure II-6 et Figure II-7).

Chacun de ces secteurs est entouré de six photomultiplicateurs (PM) équidistants, fabriqués par Philips (modèles XP2041 [62]), visant le centre du détecteur (Figure II-5). Ils ne recouvrent que de quelques pour-cents la surface extérieure d'ORION. La paroi interne de chaque secteur a donc été recouverte d'une peinture réfléchissante pour une meilleure collection de la lumière par les PM chargés de la convertir en un signal électrique. Leurs

tensions de fonctionnement ont été ajustées pour obtenir une réponse identique de tous les PM d'ORION, lors du passage de muons horizontaux des rayons cosmiques dans le scintillateur. Cet ajustement est suffisant lorsqu'ORION est utilisé pour des mesures de calorimétrie [63].

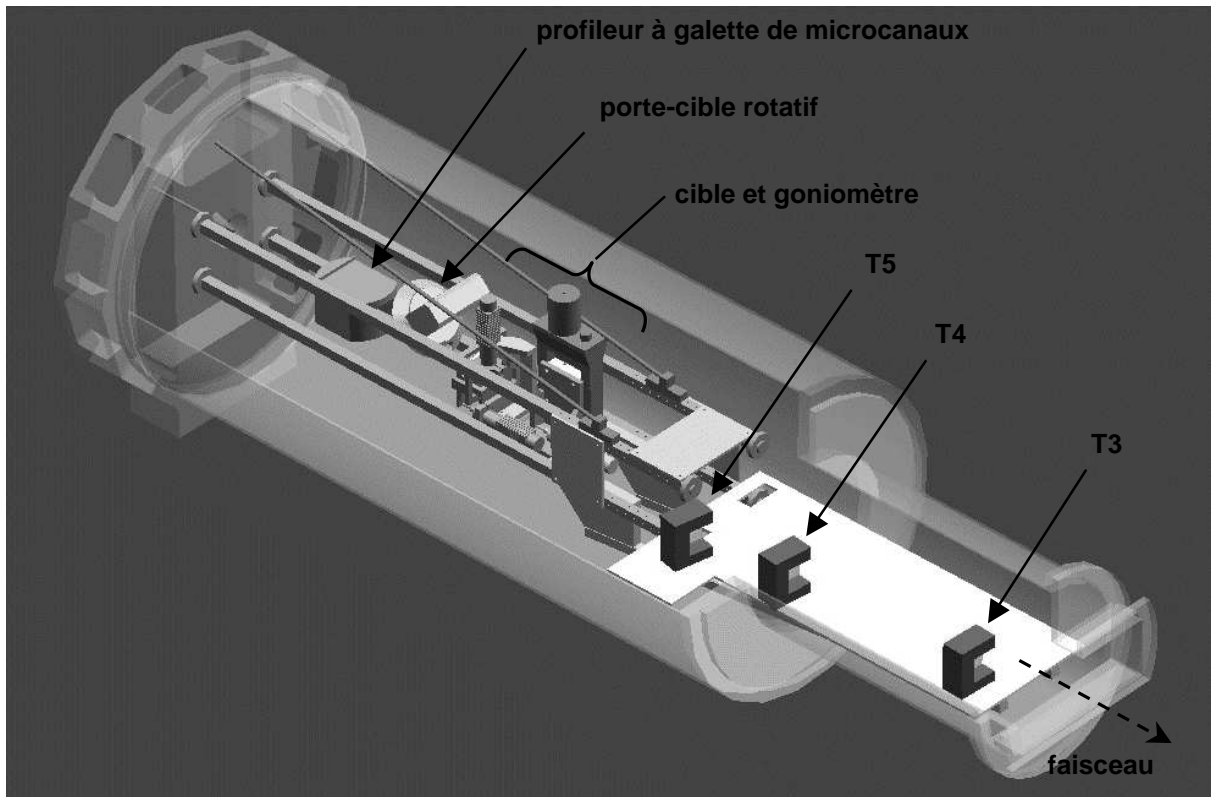


Figure II-7 : vue détaillée de la chambre à réaction d'ORION.

(b) *Principe physique de détection des neutrons*

Le principe de détection des neutrons dans ORION est présenté Figure II-8.

Les neutrons issus de la réaction perdent une grande partie de leur énergie par une succession de collisions avec les noyaux les plus abondants dans le détecteur, c'est à dire ceux d'hydrogène et de carbone. Ils sont ainsi ralentis en quelques nanosecondes et leur énergie passe de quelques MeV à quelques eV. Les noyaux d'hydrogène et de carbone, heurtés lors de ce ralentissement, reculent et sont freinés par interaction avec les électrons des atomes et des molécules du milieu scintillant. Ceux-ci se désexcitent par émission de photons qui vont être collectés puis convertis en impulsions électriques par les PM. La charge électrique récupérée à cet instant dépend à la fois de l'énergie cinétique et du nombre de neutrons. Ce signal constitue la réponse dite « rapide » ou « prompt » du détecteur. Il est en fait délivré par le scintillateur sous l'impact de n'importe quel type de particule (neutron, particule chargée ou gamma). Il signe l'occurrence d'une réaction nucléaire et peut donc être utilisé comme « trigger », c'est à dire comme déclencheur d'une acquisition électronique.

A quelques eV d'énergie, les neutrons continuent éventuellement leur ralentissement pendant plusieurs centaines de nanosecondes, jusqu'à ce qu'ils deviennent thermiques. Ils possèdent alors une énergie de l'ordre de quelques 10^{-2} eV. Ils diffusent dans le détecteur tout en continuant à subir des collisions. En quelques μ s, ils sont alors capturés, soit par un noyau d'hydrogène (mais seulement dans 10 % des cas car la section efficace de capture par les noyaux d'hydrogène est faible), soit par un des isotopes du gadolinium (section efficace de 61 kilobarns pour l'isotope ^{155}Gd et de 250 kilobarns pour l'isotope ^{157}Gd). Des rayonnements γ sont alors émis, en moyenne au nombre de trois et d'énergie totale 8,46 et 7,87 MeV dans le cas de la capture par les isotopes 155 et 157 du gadolinium, et en moyenne un de 2,35 MeV dans le cas de la capture par les noyaux d'hydrogène. Ces rayonnements transfèrent leur énergie au milieu scintillant essentiellement par effet Compton. Cette lumière résultante est détectée par les PM et fournit la réponse dite « retardée » du détecteur ORION. Compter le nombre de fois où cette lumière est détectée revient à compter le nombre de neutrons capturés par événement.

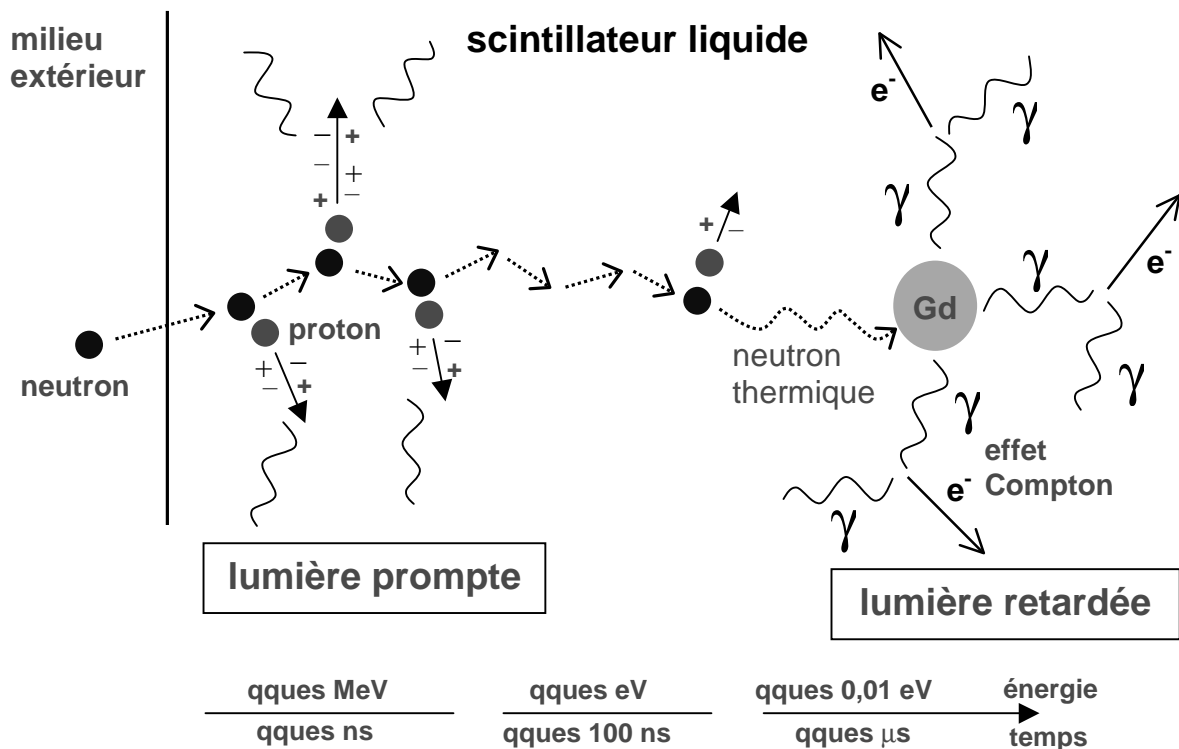


Figure II-8 : principe de détection des neutrons dans ORION. Le signal habituellement utilisé dans ce détecteur est celui qui résulte de la capture du neutron par le gadolinium (signal retardé). Dans notre expérience, nous avons exceptionnellement utilisé le signal issu de la lumière prompte, afin d'éviter l'empilement des signaux en travaillant à forte intensité.

En fait, la structure d'ORION en secteurs séparés va compliquer ce principe simple de comptage des neutrons, en introduisant le phénomène de diaphonie. Prenons un exemple pour mieux comprendre : si un neutron est capturé par un noyau de gadolinium du secteur C, un des trois gammas résultants pourra être détecté dans un des secteurs jouxtant le secteur C

(B ou D). Pour obtenir le nombre total de neutrons mesurés, il faut enlever le nombre de neutrons ainsi comptés deux fois (voir ci-dessous le paragraphe 4-a sur l'acquisition électronique du signal d'ORION).

Dans ce principe de détection, la charge en gadolinium a un rôle très important. Pour pouvoir mesurer la multiplicité des neutrons, il est en effet essentiel de pouvoir compter ces neutrons un à un. Ceci nécessite de diminuer le poids en gadolinium à des taux faibles, de l'ordre de 0,2 à 0,5 % afin de limiter la probabilité de capture de deux neutrons au même instant [64]. La Figure II-9 montre la distribution dans le temps de la probabilité de capture des neutrons pour un détecteur chargé à 0,3 % (en poids) de gadolinium. Elle montre que 95 % des neutrons sont capturés au bout de 50 μs après leur entrée dans le détecteur, et que le temps le plus probable de capture est de 7 à 8 μs . Les détecteurs de neutrons fonctionnant sur ce principe sont donc des détecteurs très lents [65].

Comme nous l'avons dit au paragraphe A de ce chapitre, nous avons du utilisé un faisceau de forte intensité ($\sim 10^9$ pps) dans l'expérience E257a, ce qui nous a empêché d'utiliser le signal retardé d'ORION, puisque ce principe de détection est trop lent et que les signaux se seraient empilés. Nous avons donc tenté d'obtenir un comptage des neutrons en mesurant le signal prompt avec le faisceau de forte intensité pendant l'expérience, puis de calibrer ce signal prompt avec le signal retardé (donnant un véritable comptage de neutrons), dans un second temps, avec un faisceau de faible intensité.

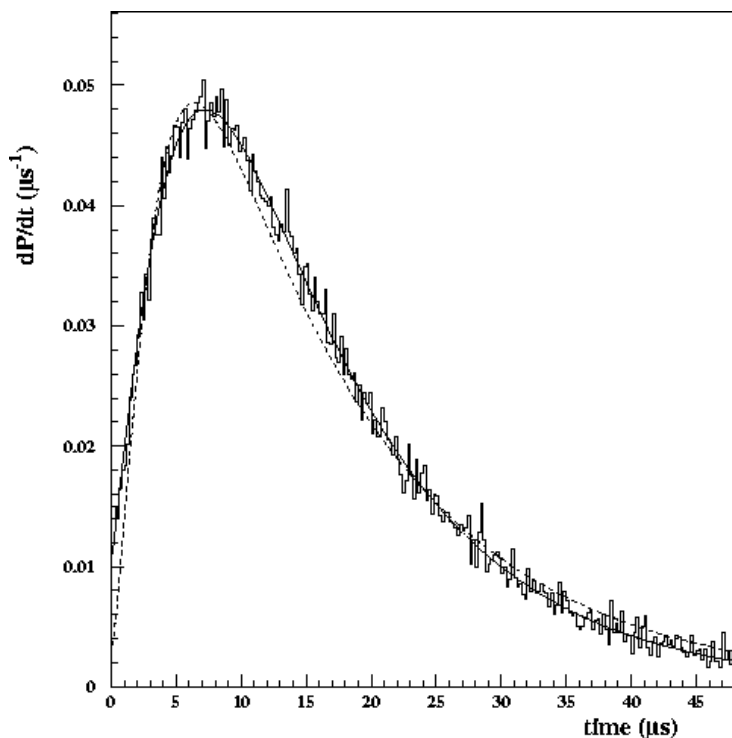
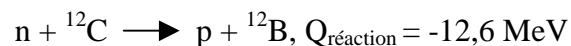


Figure II-9 : probabilité de capture d'un neutron en fonction du temps, dans un scintillateur chargé au gadolinium (0,3% en poids).

(c) *Efficacité de détection et bruit de fond*

La multiplicité de neutrons, mesurée au cours d'une réaction nucléaire (c'est à dire avant, pendant et après une fission par exemple) suivant le principe que l'on vient de voir, n'est pas la multiplicité réelle. Pour obtenir celle-ci, il faudra corriger la multiplicité de neutrons mesurée, principalement de deux effets : l'efficacité de détection et le bruit de fond accompagnant les mesures (voir paragraphe A-3-b du chapitre III, « sélection de l'énergie d'excitation initiale du plomb »).

L'efficacité d'un détecteur est donnée par le produit de son efficacité géométrique (pourcentage de particules pénétrant le détecteur) et de son efficacité de détection intrinsèque (rapport du nombre de particules réellement détecté sur le nombre de particules entrant dans le détecteur). Dans le cas de la détection des neutrons, c'est l'ensemble formé du scintillateur liquide ORION et des PM qui assure cette détection. Dans le cas d'ORION, son efficacité géométrique dans notre expérience est de 100 %. En effet, comme indiqué sur la Figure II-6, la distance entre la cible et l'extrémité du secteur F est de 1,25 m (distance d_1 sur la figure), le secteur E est séparé des cinq autres secteurs de 2,40 m (distance d_2), et le diamètre intérieur de ce secteur est de 40 cm. Comme l'émission des neutrons a lieu dans la cible, compte tenu de la vitesse des émetteurs (~ 8 cm/ns) et des temps d'émission des neutrons ($< 10^{-15}$ s), tous les neutrons émis pénètrent forcément dans un des secteurs d'ORION. Ces neutrons, une fois entrés dans le scintillateur liquide, peuvent ne pas induire de signal retardé pour deux raisons essentielles : soit ils s'échappent du détecteur sans être capturés, soit ils sont absorbés par un des noyaux présents dans le liquide d'ORION. En effet, au-delà d'une énergie de neutron de quelques MeV, de nombreuses réactions deviennent possibles avec les noyaux de carbones, comme par exemple :



L'efficacité intrinsèque d'ORION est donc complexe à déterminer. Pour pouvoir estimer l'efficacité d'un détecteur de neutron dans différentes situations, un programme de simulation a été mis au point par Poitou et Signarbieux [66], le programme DENIS : Detection Efficiency of Neutrons In Scintillator. Nous avons donc simulé l'efficacité d'ORION avec ce programme en fonction de l'énergie des neutrons. Comme l'efficacité de la collection de la lumière pour le PM peut difficilement être simulée, la courbe d'efficacité en fonction de l'énergie doit être normalisée sur des valeurs expérimentales. Pour pouvoir ajuster ces courbes, nous utilisons les mesures faites avec la source de californium.

Le deuxième problème inhérent à tout système de détection est le bruit de fond. D'une part celui propre au détecteur, et d'autre part celui dû à des rayonnements extérieurs indépendants du processus qui nous intéresse, mais produisant sur le détecteur exactement le même effet : le scintillateur va réagir à ces rayonnements qui vont se superposer aux gammas issus de la capture des neutrons par le gadolinium. Il s'agit bien sûr des rayonnements

cosmiques, mais éventuellement de rayonnements provenant du laboratoire lui-même, comme par exemple les sources de rayons gammas que constituent les isotopes radioactifs du potassium contenu dans les murs en béton du GANIL. Pour ce qui est du bruit propre du détecteur, celui-ci provient essentiellement des PM avec l'évaporation thermique d'électrons de la photocathode.

Un dernier problème doit être pris en compte dans la détermination de la multiplicité de neutrons réellement émis : l'empilement. Les noyaux projectiles n'arrivent pas un à un avec un espacement suffisant pour éviter toute confusion dans les signaux détectés, mais par paquets. Il s'en suit que plusieurs réactions peuvent avoir lieu quasiment au même instant sans discernement possible et qu'un excès de neutrons soit attribué en fait à une seule réaction. Dans notre cas, la faible probabilité de fission du plomb nous oblige à utiliser l'intensité de faisceau maximale ($\phi = 3 \cdot 10^8$ particules par seconde). Connaissant l'épaisseur de la cible ($e = 15 \mu\text{m} = 3,4 \text{ mg/cm}^2 = 7,3 \cdot 10^{19}$ noyaux/cm²) et la section efficace géométrique de la réaction $^{208}\text{Pb} + ^{28}\text{Si}$ ($\sigma = 3,6$ barns), nous pouvons déterminer le nombre N de réactions par seconde par la formule suivante :

$$N = \sigma \cdot e \cdot \phi = 7,9 \cdot 10^4,$$

ce qui équivaut, en moyenne, à une réaction toutes les 12 μs environ. Nous voyons alors clairement qu'il est impossible, dans notre expérience, d'utiliser le signal retardé, dont le comptage de l'ensemble des neutrons d'une réaction prend plusieurs dizaines de microsecondes. C'est pourquoi nous allons utiliser le signal rapide d'ORION, qui sera ensuite corrélé au nombre de neutrons via le signal retardé, lors d'une expérience de calibration à plus faible intensité de faisceau (voir partie A-3-b du chapitre III).

Ainsi, la détermination du nombre exact de neutrons émis lors d'une réaction va exiger un important travail de traitement à apporter à la valeur brute donnée par le détecteur. Il faudra tenir compte de l'efficacité et des diverses sources venant perturber le dénombrement des neutrons.

(2) Les télescopes E- ΔE et l'identification en Z des fragments de fission

Les télescopes E- ΔE , au nombre de cinq (T1 à T5), sont des détecteurs à jonction en silicium qui doivent être capable d'identifier le numéro atomique Z des ions qu'ils détectent. Cette identification a deux finalités distinctes dans notre expérience. La première est de déterminer les noyaux qui, après s'être formés lors d'une réaction nucléaire entre le projectile et la cible, se sont divisés par fission, et de pouvoir ainsi par la suite sélectionner des événements de fission particuliers dans les analyses, comme par exemple la fission du plomb. Pour cela les fragments de fission doivent être identifiés en coïncidence de part et d'autre du faisceau par les télescopes. Le détecteur T1 et l'ensemble T3-T4-T5 remplissent ce rôle

comme indiqué sur la Figure II-6. La direction T1-cible fait un angle de 5° avec le faisceau, tandis que la distance T1-cible est de 3,51 mètres ce qui donne une couverture angulaire de $0,8^\circ$ au détecteur. L'ensemble T3-T4-T5, disposé à l'intérieur de la chambre à réaction d'ORION, couvre une large ouverture angulaire continue de l'autre côté du faisceau, de 2° pour le bord intérieur de T3 à $12,5^\circ$ pour le bord extérieur de T5, ceci bien sûr afin d'optimiser l'efficacité géométrique de la détection en coïncidence.

Le détecteur T2, quant à lui, a une toute autre finalité. Celle-ci est d'identifier des événements de diffusion élastique ($Z=82$) du faisceau sur la cible pour obtenir les images de blocage de ces événements. Des acquisitions de données ont été faites régulièrement sur ce détecteur au cours de l'expérience. Le détecteur T2 est placé à 1° du faisceau. Cet angle a été choisi inférieur à l'angle d'effleurement qui, rappelons le, est l'angle maximal de diffusion élastique du projectile sur la cible, et est déterminé par le système projectile-cible et sa vitesse. Dans le cas d'un projectile de plomb à 29 MeV/u sur du silicium, il vaut environ $1,3^\circ$ dans le laboratoire.

Le principe de fonctionnement de ces détecteurs repose sur la formation d'une « jonction », juxtaposition de deux zones, de type n et p, de semi-conducteurs dopés, et possédant respectivement un excès et un déficit d'électrons (on parle de trous). Cette juxtaposition entraîne la création de charges d'espaces opposées et celle d'un champ électrique. La zone des charges d'espaces est appelée « zone déplétée », et le potentiel V_0 dont dérive le champ électrique, « tension de déplétion ». L'application d'une tension V dite de polarisation inverse, s'ajoutant à V_0 , a pour effet d'augmenter la profondeur de la « zone déplétée ». Lorsqu'une particule ionisante pénètre cette région, elle perd de l'énergie et libère des paires électrons-trous (il faut en moyenne 3,62 eV à $T=300$ K pour créer une paire dans le silicium : transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction). Les charges de la paire sont expulsées de la zone par le champ électrique et un courant est alors récolté par une électrode à l'arrière du détecteur. La tension observée à l'électrode est proportionnelle à la charge collectée et donc à l'énergie perdue par la particule dans la zone déplétée.

Les télescopes T1 à T5 sont carrés, de 5 cm de côté, et sont composés de deux parties de silicium d'épaisseurs bien distinctes. La première, face d'entrée du détecteur, est fine (~ 150 μm) tandis que l'autre lui succédant est nettement plus épaisse (500 ou 750 μm suivant les détecteurs). Elles ont toutes les deux la même fonction comme nous venons de le voir : délivrer un signal proportionnel à l'énergie perdue par la particule lors de sa traversée ou de son implantation dans le détecteur. Le système est étudié de telle façon qu'un ion d'énergie incidente E_0 perd seulement une partie de son énergie, notée ΔE_0 , dans le premier détecteur et la totalité de son énergie restante ($E_0 - \Delta E_0$) dans le deuxième détecteur, choisi suffisamment épais pour que la particule s'y arrête. Il existe un lien entre E_0 , ΔE_0 , et Z le numéro atomique

de l'ion incident, qui est donné par la formule de Bethe-Bloch donnant la perte d'énergie par unité de longueur d'une particule ionisante : $(\Delta E_0/\Delta x) \sim Z^2 / E_0$. Par conséquent, si l'on représente graphiquement ΔE_0 en fonction de E_0 pour un grand nombre d'ions incidents, des hyperboles distinctes vont se dessiner, correspondant toutes à un numéro atomique différent. Des méthodes d'analyses permettent ensuite d'attribuer un numéro atomique à une hyperbole donnée, de façon plus ou moins précise suivant la résolution en énergie du détecteur.

Dans notre cas, ces détecteurs sont à jonction implantée passivée, fabriqués par l'entreprise Eurysis. Leurs résistivités ρ sont de 6000 et 17000 $\Omega\cdot\text{cm}$ pour les parties ΔE et E respectivement, les tensions de déplétion valent 5 et 130 V, et les tensions de polarisation, 15 et 200 V. Si l'on applique alors la formule, valable pour des jonctions à barrières de surface, donnant la profondeur de la zone déplétée $(0,53 \times [\rho(V+V_0)]^{1/2} \mu\text{m}$, avec la résistivité exprimée en $\Omega\cdot\text{cm}$ et les tensions en Volt), on trouve 180 et 1250 μm pour les détecteur ΔE et E respectivement. Ces valeurs sont supérieures aux épaisseurs des détecteurs (150 μm pour ΔE et 750 μm pour E), ce qui signifie que leur zone déplétée occupe la totalité de la profondeur.

Ainsi, ces télescopes sont adaptés à des ions dont le parcours dans du silicium est compris entre 150 et 900 μm . Des calculs cinématiques montrent que les solutions « avant » et « arrière » de fragments de fission allant du ^{40}Ca ($Z=20$) au ^{145}Nd ($Z=60$), dans le cas de la fission du plomb à 29 MeV/u, ont des énergies dont les parcours satisfont cette condition, excepté la solution « avant » du ^{40}Ca , d'énergie 1800 MeV et de parcours 1080 μm , émise à 5° de la direction du faisceau dans le laboratoire. Le détecteur T1 a donc été épaissi et est constitué d'un bloc E de 500 μm et d'un bloc E' de 750 μm . A l'inverse, un bloc E de 500 μm pour le télescope T2 pour la détection des ions ^{208}Pb de 6 GeV à 1° de la direction du faisceau, dont le parcours dans du silicium est de 325 μm , est suffisant, d'après des calculs de perte d'énergie effectués avec le code TRIM [58].

Les détecteurs à semi-conducteur sont assez sensibles aux dommages aux radiations. En effet, les déplacements d'atomes et les lacunes induits par irradiation vont modifier les propriétés électroniques du semi-conducteur. Les premiers effets sont une augmentation du courant de fuite et une dégradation de la résolution en énergie. Ceux-ci peuvent être compensés en partie, pour des faibles dommages, en augmentant la tension de polarisation. Un ordre de grandeur de dose critique pour des fragments de fission est de 10^8 particules par cm^2 [60].

(3) La détection en position

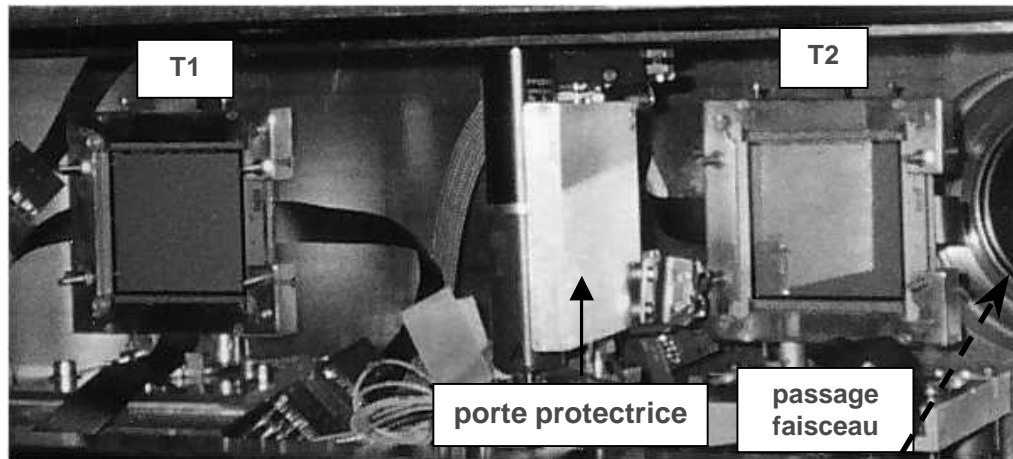


Figure II-10 : photographie des détecteurs T1 et T2.

L'expérience E257a est une expérience de blocage, ce qui nécessite une détection de la position de particules en deux dimensions. Cette détection en position est assurée par un système de pistes qui a été placé sur le télescope T1 pour l'analyse du blocage des fragments de fission et la mesure de temps de fission, et sur T2 pour le blocage des événements de diffusion élastique (Figure II-10).

La détermination de la position en X est obtenue par des pistes verticales placées sur la face avant de la partie ΔE des télescopes, et la position en Y par des pistes horizontales sur la partie E. Ce système de pistes consiste en une alternance de zones conductrices en aluminium, de 100 μm de large et 1 μm d'épaisseur, et de zones mortes de silice (SiO_2) de mêmes dimensions sur la totalité des faces des blocs de silicium ΔE et E, c'est à dire sur 5 cm (Figure II-11). On a donc un ensemble de 250 pistes actives verticales et 250 horizontales. La résolution spatiale de ce détecteur est fixée par la distance séparant deux pistes, soit 200 μm ici.

Les pistes d'aluminium sont reliées à la masse. Lorsque les détecteurs ΔE et E sont polarisés, c'est à dire lorsque la haute tension est appliquée sur la cathode disposée sur leurs faces arrières, alors les charges libérées par le passage d'une particule ionisante en un endroit quelconque du détecteur vont se déplacer le long des lignes du champ électrique comme indiqué sur la Figure II-11 en bas. Elles vont ainsi atteindre la piste d'aluminium la plus proche du point d'impact et un courant va s'y propager.

Il suffit alors de récupérer ce signal par une chaîne d'acquisition électronique pour identifier la piste touchée et obtenir l'information sur la position de la particule dans une des deux dimensions. Seulement, pour des raisons évidentes de coût, il est impensable de concevoir 2×250 chaînes d'acquisition pour un seul détecteur. L'astuce, généralement imaginée pour alléger l'identification de la piste touchée, consiste à diviser le courant en bout de piste dans deux branches résistives et récupérer ainsi à leurs extrémités deux signaux

d'amplitudes proportionnelles à la longueur des deux branches. Le rapport de ces signaux est donc lié à la position de la piste touchée. Compte tenu de la faiblesse du courant créé par le passage d'une particule, l'ensemble des 250 pistes d'un détecteur a été partagé en plusieurs

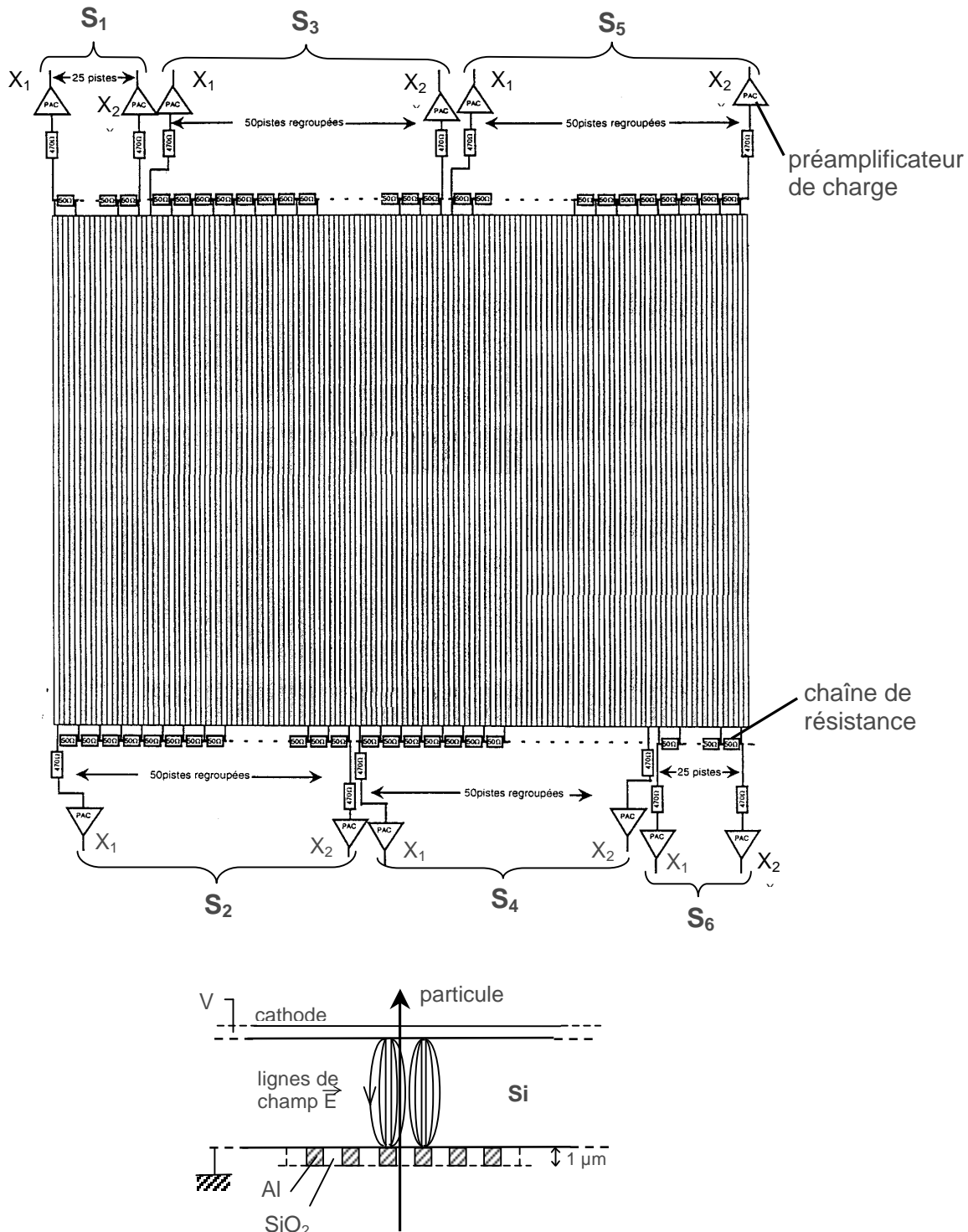


Figure II-11 : en haut : schéma d'un détecteur à piste pour la localisation horizontale. Deux signaux (X_1, X_2) sont récupérés aux extrémités de chacun des six secteurs S_1 à S_6 et envoyés dans des préamplificateurs de charge. En bas : schéma en coupe (vue de dessus) du principe de détection de la position d'une particule.

secteurs, afin d'éviter que des signaux fortement atténués par des branches résistives trop grandes ne deviennent indétectables. Ces secteurs sont au nombre de six, successivement imbriqués les uns dans les autres, et regroupant 25 ou 50 pistes (Figure II-11 en haut). Un signal est donc récupéré aux deux extrémités de chaque secteur par une chaîne d'acquisition qui lui est propre. Comme il y a six secteurs pour la détection horizontale, et autant pour la partie verticale, cela fait 24 chaînes d'acquisition pour un seul détecteur à localisation.

(4) Acquisition des données

(a) Chaîne électronique d'acquisition du signal prompt d'ORION

Le schéma électronique est présenté Figure II-12. Le principe général de l'acquisition du signal prompt d'ORION est le suivant : lorsqu'un PM détecte de la lumière dans ORION, celle-ci peut avoir trois origines différentes, si on élimine les signaux issus de la source de californium que l'on sait identifier. Il peut s'agir d'un signal prompt, d'un signal retardé ou bien de lumière issue de l'interaction des rayons cosmiques avec le scintillateur (bruit de fond). Comme nous l'avons déjà vu, le signal prompt est émis quelques ns après l'entrée d'un neutron rapide dans ORION. Le moyen d'isoler ce signal du signal retardé et du bruit de fond est d'établir une coïncidence entre le signal déclencheur de l'acquisition (t_0), qui indique qu'une réaction dont on désire connaître la multiplicité de neutrons vient d'avoir lieu, et le signal prompt des PM décalé du temps nécessaire à cette coïncidence, mais ne dépassant pas la centaine de nanosecondes. Dans notre expérience, le signal indicateur d'un événement physique intéressant pour lequel la multiplicité de neutron doit être connue est un signal venant de T1-E ou T1- ΔE , c'est à dire la détection d'un fragment de fission dans le télescope T1 suite à une réaction nucléaire entre le projectile et la cible. La production du t_0 sera expliquée dans le paragraphe c) ci-dessous (« électronique générale »).

Pour cela, les signaux de sortie de tous les PM sont dédoublés après leur passage dans des amplificateurs rapides (Figure II-12 en haut à gauche). L'un est intégré par un codeur de charge afin d'obtenir secteur par secteur et événement par événement la quantité de lumière totale créée lors du ralentissement des neutrons dans le détecteur. L'autre signal va être transformé en un signal logique via un discriminateur à fraction constante pour la réalisation de la coïncidence. Dans cette voie logique, on s'assure d'abord de la validité d'un signal physique dans ORION, en exigeant que deux PM soient touchés en coïncidence sur les 36 du détecteur, pour s'affranchir de leur bruit intrinsèque. L'ensemble, constitué du sommateur analogique (36 entrées) et du discriminateur (dans lequel est fixé le seuil sur les deux PM touchés), remplit cette fonction. Lorsque cette condition est satisfaite, le signal logique correspondant est retardé d'environ 80 ns puis injecté dans une voie du module de coïncidence. Dans l'autre voie du module est appliqué le signal t_0 , indiqué sur le schéma par la désignation plus générale TR (voir partie c) ci-dessous « électronique générale »).

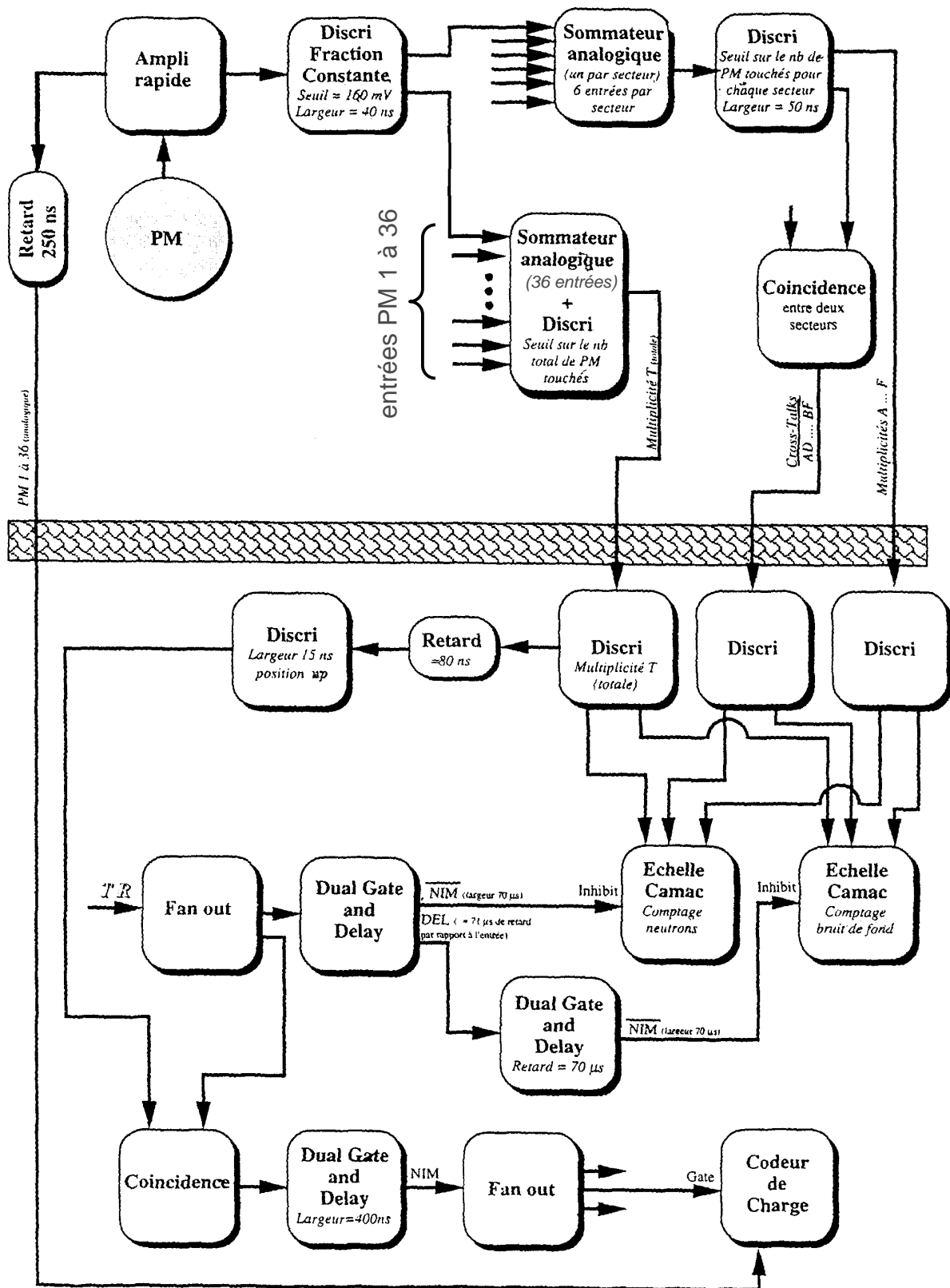


Figure II-12 : schéma de principe de l'acquisition électronique du signal prompt d'ORION.

Par ailleurs, bien que le signal retardé ne soit pas exploitable du fait de l'empilement à haute intensité, ce dernier était quand même relevé par des échelles de comptage (comptage neutrons), ainsi que le bruit de fond (comptage bruit de fond), comme indiqué sur le schéma.

Le comptage neutron s'effectue dans les 70 μ s qui suivent le signal TR (la probabilité de capturer tous les neutrons est alors de 98%) et comprend trois comptages différents : la multiplicité totale (nombre total de PM touchés, supérieur à 2), le nombre de secteurs touchés et le nombre de « cross talks » (2 secteurs touchés en coïncidence pour tenir compte de la diaphonie, comme nous l'avons vu dans le paragraphe « le détecteur de neutrons ORION »). Le comptage du bruit de fond débute 1 μ s après la fin du comptage neutron, c'est à dire 71 μ s après le signal TR, dans une zone de temps dont on est sûr qu'il n'y a pas de signal physique attendu. Sa durée est également de 70 μ s et il compte les trois même grandeurs que le comptage neutron.

(b) *Electronique des détecteurs silicium T1 à T5*

Les parties E et Δ E des détecteurs T1 à T5 ont toutes une chaîne d'acquisition (Figure II-13) comprenant un préamplificateur de charge (de résistance 10 M Ω et 100 M Ω pour les parties Δ E et E respectivement (en fait 10 M Ω pour T1-E et T2-E)), puis deux voies : une voie « énergie » analogique, et une voie « temps » logique. La voie énergie se compose d'un amplificateur linéaire, puis d'un codeur CAMAC ADC, et la voie temps d'un amplificateur rapide puis d'un discriminateur à seuil (partie E) ou à fraction constante (partie Δ E). Les voies logiques T1-E et T1- Δ E (de même pour les voies T2 à T5) se rejoignent ensuite dans un module ayant la fonction « ou » logique, c'est à dire délivrant un signal logique lorsqu'un signal T1-E ou T1- Δ E se présente à son entrée. Ces signaux rapides indiquent alors quels télescopes ont été touchés, et cette information est recueillie par le Module de Décision Rapide (MDR, voir partie c) ci-dessous « électronique générale »). Pour les voies T3, T4, T5, un module de division « 1/N » est inséré entre le « ou » logique et le MDR afin d'atténuer leur taux de comptage bien supérieurs à la voie T1 en particulier. C'est sur cette dernière que l'on veut déclencher l'acquisition. Des taux de comptage élevés sur les autres voies seraient donc inutiles et gênants.

Pour un ensemble de pistes, dédié à la localisation dans une dimension, 12 signaux sont collectés (2 pour chacun des 6 secteurs), et envoyés dans un préamplificateur de charge, dans des amplificateurs, puis des codeurs de charges.

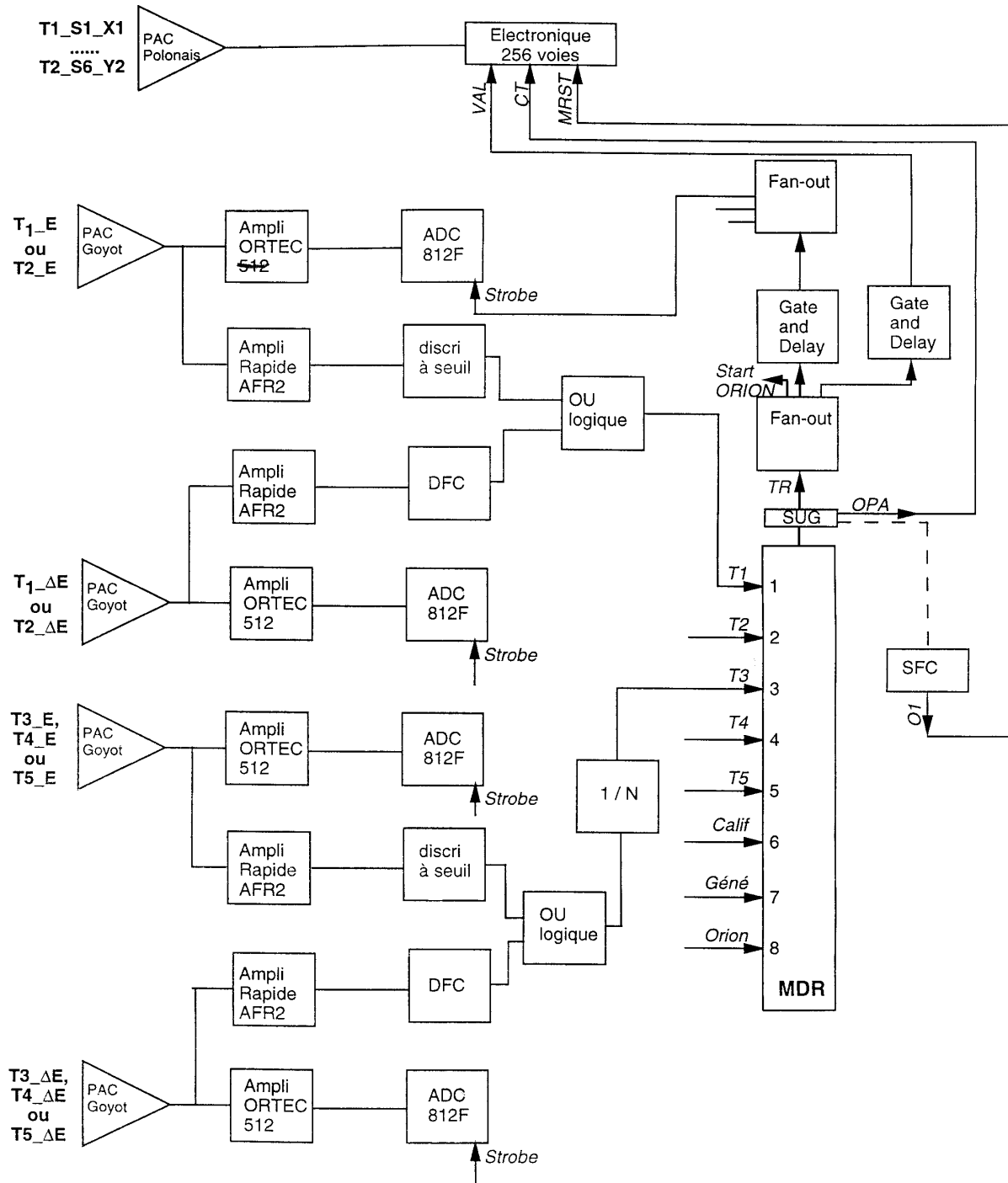


Figure II-13 : schéma de principe de l'acquisition électronique des signaux des détecteurs T1 à T5 et de l'acquisition générale.

(c) *Electronique générale*

Le but de l'acquisition est d'enregistrer toutes les données des détecteurs lorsqu'un événement physique intéressant survient à l'instant t_0 . Il faut d'abord identifier s'il est intéressant ou non, puis s'il est retenu, il faut mettre en temps toutes les étapes de l'acquisition, c'est à dire le traitement des informations, leur codage, la lecture des codeurs et l'écriture sur bande magnétique de l'information numérisée. Pour ce faire, nous avons utilisé

une série de modules développés dans ce but au GANIL [67]. Cet ensemble de modules, appelé configurateur, est vaste ; dans notre expérience nous avons principalement utilisé un Module de Décision Rapide (MDR), qui nous a servi à accepter ou à rejeter un événement, un Séquenceur d'Utilité Générale (SUG) dont le rôle est de gérer la mise en temps de l'ensemble des signaux et des opérations d'acquisition.

Lorsqu'un détecteur est touché, un signal se présente sur l'entrée correspondante du MDR (Figure II-13). Le SUG va générer une fenêtre de temps rapide (TR) fixée par l'utilisateur. Le MDR vérifie alors si la configuration présente sur l'ensemble de ses huit voies d'entrée correspond à une configuration qu'il doit retenir. Pour cela, des matrices internes au MDR ont été programmées. Si la configuration est bonne et si l'ensemble n'est pas en temps mort, un ordre de pré-analyse (OPA) est généré à la fin de la fenêtre TR, et l'acquisition est déclenchée. Le t_0 , dont nous avons parlé dans les paragraphes précédents correspond à l'apparition du signal TR.

Chapitre III

Résultats expérimentaux

A. Images de blocage et sélection d'événements particuliers

1. Restitution des données enregistrées

Toutes les données de notre expérience ont été enregistrées et étiquetées sur bande magnétique sous forme numérique. Cela représente 120 signaux, repérés par un numéro de paramètre brut, pour chaque « run » d'acquisition. Les numéros 1 et 2 sont respectivement les signaux MDR et UCR, les numéros 3 à 13 les signaux ΔE et E des télescopes T1 à T5, le numéro 14 le signal énergie de la diode silicium placée à coté de la source de californium, les numéros 15 à 72 concernent les signaux délivrés par ORION (les 36 PM, les multiplicités des 6 secteurs, la multiplicité totale, les quatre coïncidences entre secteurs adjacents pour prendre en compte la diaphonie, le bruit de fond total et le bruit de fond par secteur), et enfin les numéros 73 à 120 pour les 24 signaux de localisation sur T2 puis 24 sur T1.

On rappelle qu'il y a eu deux types d'acquisition : la première, effectuée à forte intensité, était déclenchée par un signal issu du télescope T1, et les signaux de tous les autres détecteurs, excepté T2, étaient enregistrés ; la deuxième, à faible intensité, était déclenchée par le télescope T2.

Les bandes magnétiques ont été confiées au centre de calcul de l'IN2P3. La commande « xtageread », exécutée dans un répertoire du système de fichiers du centre de calcul que celui-ci nous a attribué, va permettre la lecture de ces bandes. Cette commande spécifie le numéro de run et la bande que l'on souhaite lire. Celle-ci est alors montée automatiquement dans un lecteur de bande et le run désiré est lu puis copié dans le répertoire qui nous a été attribué. Un programme, écrit en langage FORTRAN et différent s'il s'agit d'un run T1 ou T2, peut lire ce fichier et les informations qu'il contient : le numéro de run bien sûr, la date et l'heure de son enregistrement pendant l'expérience, le nombre d'événements, la totalité des signaux correspondant à chacun de ces événements en spécifiant

leur numéro de paramètre brut, et aussi les données enregistrées périodiquement lors du run dans les échelles de comptage.

2. Reconstitution d'une image de blocage

On a vu dans le paragraphe « détection en position » du chapitre II-B que chaque détecteur servant à la localisation dans une dimension (horizontale ou verticale) est divisé en six secteurs (deux, S1 et S6, de 25 pistes et quatre, S2 à S5, de 50 pistes) imbriqués alternativement les uns dans les autres. C'est à dire que les pistes impaires 1 à 49 appartiennent au secteur S1, les pistes paires 2 à 100 au secteur S2, et ainsi de suite jusqu'à la piste 250. Lorsqu'une piste est touchée, le secteur associé délivre deux signaux à chacune de ses extrémités : on les nomme X1 et X2 pour la détection de la position horizontale X, et Y1, Y2 pour la détection en Y (voir Figure II-11). Le rapport de leurs amplitudes est lié à la position de la piste touchée sur le secteur.

Pour reconstruire une image de blocage d'un détecteur à localisation (T1 ou T2), il faut déterminer le numéro de la piste touchée en X et en Y pour chaque particule ayant pénétré dans le détecteur. Il va falloir associer à tout couple (X1,X2) d'un secteur donné un numéro de piste. La méthodologie est la suivante :

- Lecture des données brutes concernant les signaux de position des événements d'un run donné (T1 ou T2), à l'aide des numéros de paramètres bruts, comme vu au paragraphe précédent. Par exemple, les deux signaux délivrés par le troisième secteur de la détection verticale du détecteur T2, T2-S3-Y1 et T2-S3-Y2, portent les numéros 89 et 90 respectivement.
- Visualiser l'alignement des points sur les histogrammes $X1 = f(X2)$ et $Y1 = f(Y2)$, dits « ailes de raie », pour chaque secteur en accumulant la statistique d'un ou plusieurs runs. Ces alignements correspondent aux pistes (voir Figure III-1 (a)).
- Faire un « redressement » de ces histogrammes de façon à obtenir que les séries d'alignement de points soient parallèles et horizontales, afin de faciliter la procédure d'ajustement de ces alignements par une courbe mathématique. Le redressement consiste à représenter non plus X1 en fonction de X2, mais $X2/(X1+X2)$ en fonction de $(X1+X2)$, aux facteurs près (Figure III-1, (b)). Comme $X1+X2$ est proportionnel à l'amplitude du signal reçu par une piste, la valeur $X2/(X1+X2)$ devient indépendante de l'énergie déposée et permet de révéler chaque piste. A faible $X1+X2$ (inférieurs à 25 sur la figure), nous distinguons deux taches : celles-ci correspondent au bruit électronique. De plus, pour des faibles valeurs de $X1+X2$ comprises entre 25 et 50, il y a une

disparition des événements d'autant plus forte que $X_2/(X_1+X_2)$ est très grand ou très petit. Cela correspond au passage sous le seuil de détection du signal X_1 ou X_2 respectivement.

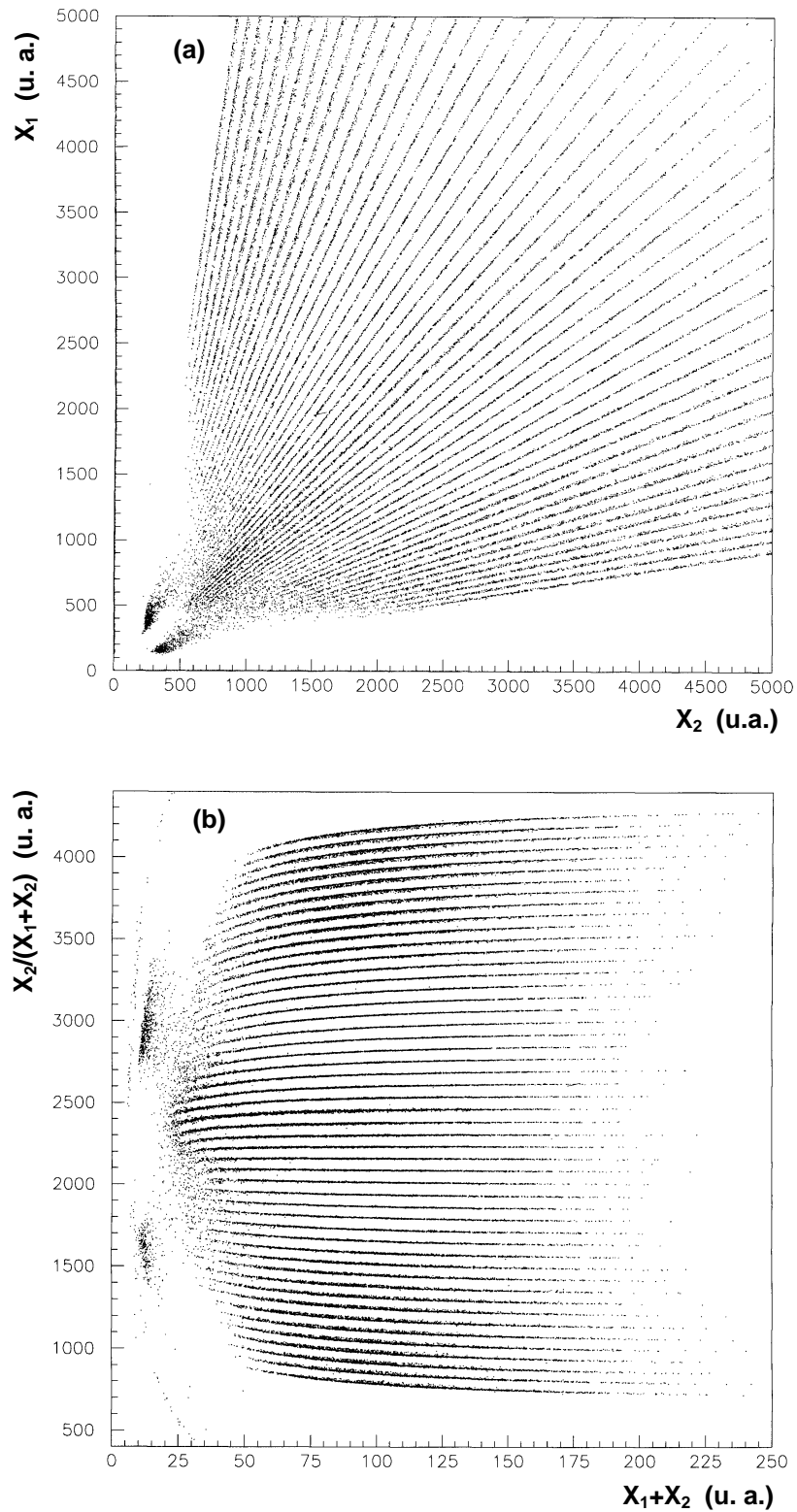


Figure III-1 : (a), histogramme en « aile de raie » du secteur de 50 pistes S2-X ; (b), histogramme « redressé » du même secteur. Les unités des axes sont arbitraires (u. a.).

- Procédure d'ajustement des alignements de points pour les 12 secteurs (6 en X et 6 en Y), et obtention d'un fichier par secteur contenant les paramètres des courbes d'ajustement (Figure III-2). Mais au préalable à cette procédure, on sélectionne les signaux somme X_1+X_2 et Y_1+Y_2 de plus grande amplitude des 6 secteurs en X et en Y pour chaque événement. Une seule piste d'un seul secteur en X et une seule en Y sont ainsi sélectionnées et sont celles où le signal reçu après le passage de la particule était le plus grand. En effet, lors du passage d'une particule, plusieurs pistes adjacentes peuvent être touchées, donnant lieu à plusieurs couples de points (X_1, X_2) sur plusieurs secteurs de la localisation en X, et de même en Y. On va éliminer ainsi bruit de fond et signaux basse énergie qui ne s'alignent pas correctement dans les histogrammes redressés et gêneraient donc la procédure d'ajustement.

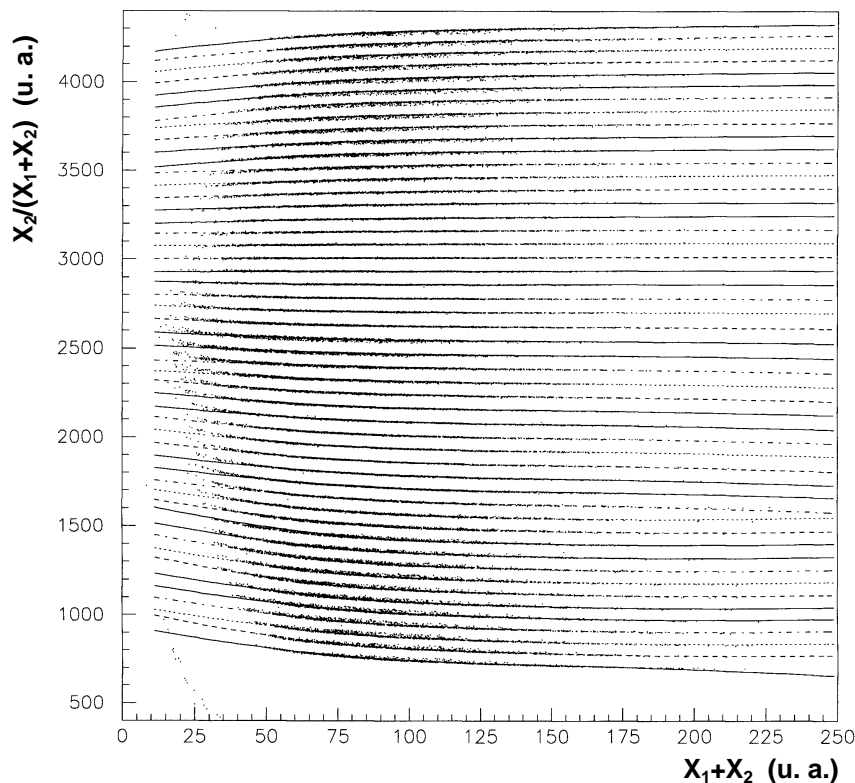


Figure III-2 : histogramme « redressé » avec la superposition des courbes d'ajustement des alignements de points correspondant aux pistes du secteur. Ces courbes permettent par la suite l'attribution d'un numéro de piste à un événement donné.

- Relecture des données brutes par un nouveau fichier dans lequel sont inclus les paramètres des courbes précédentes. La lecture se fait événement par événement. Pour l'identification de la position en X par exemple, on sélectionne d'abord un unique couple (X_1, X_2) d'un seul secteur comme indiqué ci-dessus, auquel correspond un point sur le diagramme redressé.

Connaissant les paramètres des courbes d'ajustement pour ce secteur, on détermine quelle courbe est à la plus petite distance du point. Cette courbe est associée à un numéro de piste : c'est le numéro de la piste déterminant la position horizontale. Faisons de même pour la position verticale et la position (X,Y) de l'événement sur la surface du détecteur se trouve ainsi déterminée.

Nous pouvons donc maintenant obtenir l'image de blocage sur T1 ou sur T2 pour un run d'acquisition donné. Cette image de blocage est brute et ne présente donc pas grand intérêt : tous les types d'événements y sont représentés, mélangés. L'étape suivante va donc consister à obtenir des images de blocage d'événements triés, pour lesquels une information physique est susceptible d'émerger de l'image.

Remarques :

- Les douze fichiers contenant les paramètres d'ajustement de chaque secteurs sont différents pour T1 et T2. De plus, avant de les accepter définitivement, nous avons vérifié que les histogrammes redressés n'évoluaient pas tout au long de l'expérience, auquel cas il aurait fallu établir autant de paramètres d'ajustement par secteur qu'il y aurait eu de séries d'histogrammes à des emplacements différents.
- Lorsque l'on obtient des images de blocage sur T1 ou sur T2 comme nous l'avons décrit, des projections horizontales et verticales de ces images mettent en évidence des discontinuités fortes d'une piste à l'autre. Ceci est dû essentiellement à deux phénomènes. D'une part au taux de comptage qui est nécessairement plus faible sur les pistes extrêmes d'un secteur que sur les pistes centrales, comme nous l'avons vu sur la Figure III-1 (plus un signal doit parcourir de distance sur un secteur, plus il est atténué par les chaînes de résistances et plus sa probabilité de passer sous le seuil de détection est grande). D'autre part les gains des secteurs de 25 pistes S1 et S6 sont plus forts que ceux de 50 pistes. Une solution pour régler (ou plutôt atténuer) ces problèmes a été de placer un seuil vertical sur les histogrammes redressés. Nous n'avons alors pas rencontré de difficultés dans l'obtention du creux axial, car l'intégration en couronne (voir paragraphe B) permet de s'affranchir des fluctuations de coups d'une piste à l'autre pour le premier point, et concernant le second point, les secteurs 25 pistes se trouvent trop loin du centre du détecteur, où se situait l'axe, pour avoir pu nous gêner. Par contre ce dernier point nous a empêché d'obtenir une normalisation absolue du niveau du plateau des creux planaires (voir chapitre IV), et la comparaison des variations de ces creux avec les simulations n'a pu être que relative.

3. Sélection d'événements particuliers

a) sur le détecteur T2

Les événements que nous désirons sélectionner sur le détecteur T2 sont ceux correspondant à la diffusion élastique (diffusion coulombienne) du projectile ^{208}Pb ($Z_1=82$) sur la cible ^{28}Si ($Z_2=14$). Nous pourrions alors obtenir les caractéristiques du blocage de ces événements (creux axial et creux planaires) qui ont pour nous, rappelons-le, un double intérêt : d'une part, ils vont constituer une référence dans notre expérience en donnant la profondeur maximale des creux de blocage correspondant à des distances de recul transverse à la rangée cristalline nulles ; d'autre part, ils sont le moyen de contrôle des dommages aux radiations que subit le cristal au niveau de chaque point d'impact lors d'acquisition d'événements de fission sur le détecteur T1 à forte intensité de faisceau. Ces acquisitions seront rejetées si le creux de blocage « élastique » en fin d'acquisition montre une détérioration, c'est à dire si le creux s'est rempli, en comparaison de celui obtenu en début d'acquisition.

Ces événements de diffusion élastique que nous voulons extraire concernent, par définition, la détection des noyaux de plomb (numéro atomique $Z=82$) d'énergie d'excitation nulle. Il n'est pas nécessaire de chercher l'identification absolue du numéro atomique et de l'énergie d'excitation de la totalité des événements détectés par T2, ce qui demanderait un travail d'analyse important, pour effectuer cette sélection. Il suffit en effet de travailler sur des données brutes dont on sait qu'elles sont corrélées à ces grandeurs. Ces données brutes sont les signaux « énergie » des parties E et ΔE du télescope pour les numéros atomiques, et la quantité totale de lumière prompte détectée par ORION pour l'énergie d'excitation. Voyons maintenant comment ces sélections ont été faites.

(1) Sélection de $Z=82$ sur la matrice E- ΔE

L'énergie déposée par la particule dans la partie ΔE et dans la partie E du télescope est directement donnée par la lecture des numéros de paramètre bruts 6 et 7 respectivement.

En toute rigueur, comme il a été vu au paragraphe « télescopes E- ΔE et identification en Z » du chapitre II-B, c'est la représentation de l'énergie ΔE en fonction de l'énergie incidente de la particule qui permet la distinction des numéros atomiques par différentes hyperboles. Mais cette représentation nécessite un étalonnage entre les grandeurs brutes E et ΔE avant de les sommer pour accéder à l'énergie incidente (énergie totale). En fait, cet étape est inutile ici car les événements qui nous intéressent (les noyaux de plomb) sont largement majoritaires et donc aisément distinguables dans la représentation brute E- ΔE (tache noire sur la Figure III-3). Ainsi, la sélection de ces événements se fait en retenant les couples E- ΔE appartenant aux intervalles $2625 < E < 2975$ et $2700 < \Delta E < 3175$, comme indiqué sur la figure par les traits en pointillés.

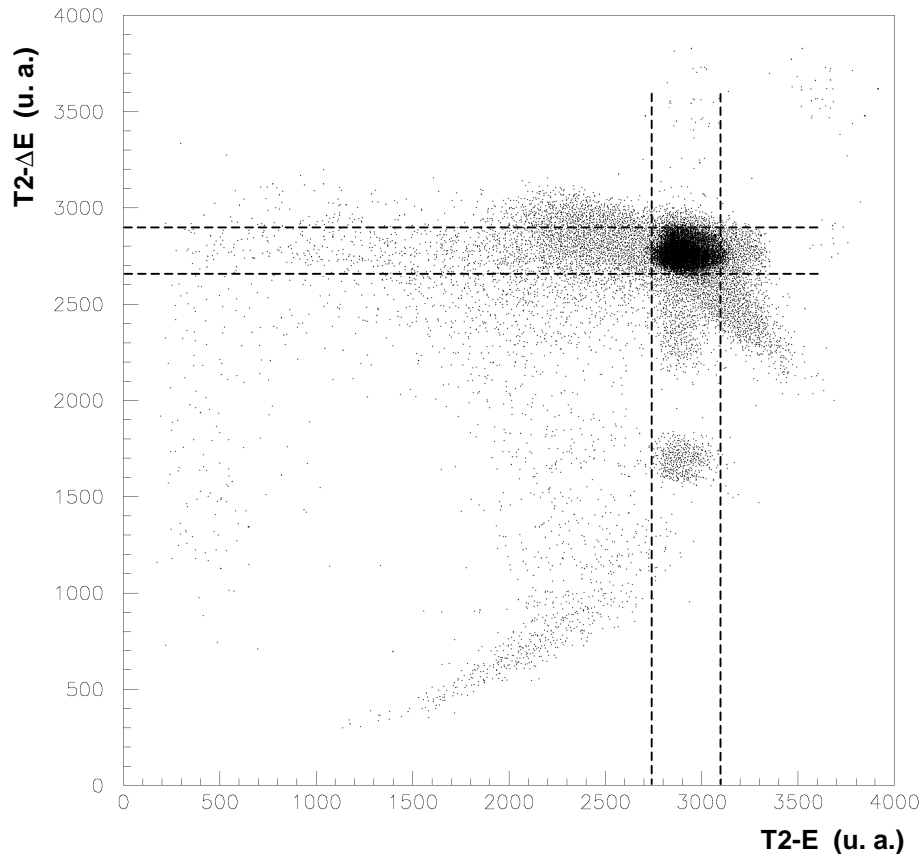


Figure III-3 : représentation biparamétrique des grandeurs brutes des signaux E et ΔE du détecteur T2.

(2) Sélection des événements d'énergie d'excitation nulle sur l'histogramme Q_{total} d'ORION

Comme la diffusion élastique ne s'accompagne pas d'énergie d'excitation, nous devons sélectionner les événements de lumière prompte nulle. La quantité totale de lumière prompte (Q_{total}) est obtenue en sommant les quantités de lumière récoltées par les 36 photomultiplicateurs d'ORION (données brutes correspondant aux numéros de paramètre bruts 15 à 50). Cette somme est en fait pondérée par un facteur appliqué aux quantités de lumière récoltées par certains secteurs. En effet, afin d'éviter des dépassements dans les codeurs de charge des photomultiplicateurs, des atténuateurs ont été ajoutés à l'entrée de ceux correspondant aux secteurs d'ORION où les quantités de lumière attendues étaient les plus grandes (atténuation de 6 dB pour les secteurs B et F, et 9 dB pour le secteur E le plus à l'avant. Voir chapitre II, figure 6). Ainsi les quantités de lumières des PM des secteurs B et F doivent être multipliées par 2 et ceux du secteur E par 2,8 avant d'être sommées à celles des autres secteurs.

Nous voyons sur la Figure III-4 que, comme précédemment, les événements de diffusion élastique sont majoritaires et sont, ici, ceux qui n'ont pas engendré de lumière dans

ORION (plus de 10^5 coups sont présents en zéro). Nous les avons sélectionnés en exigeant $Q_{total} < 1000$.

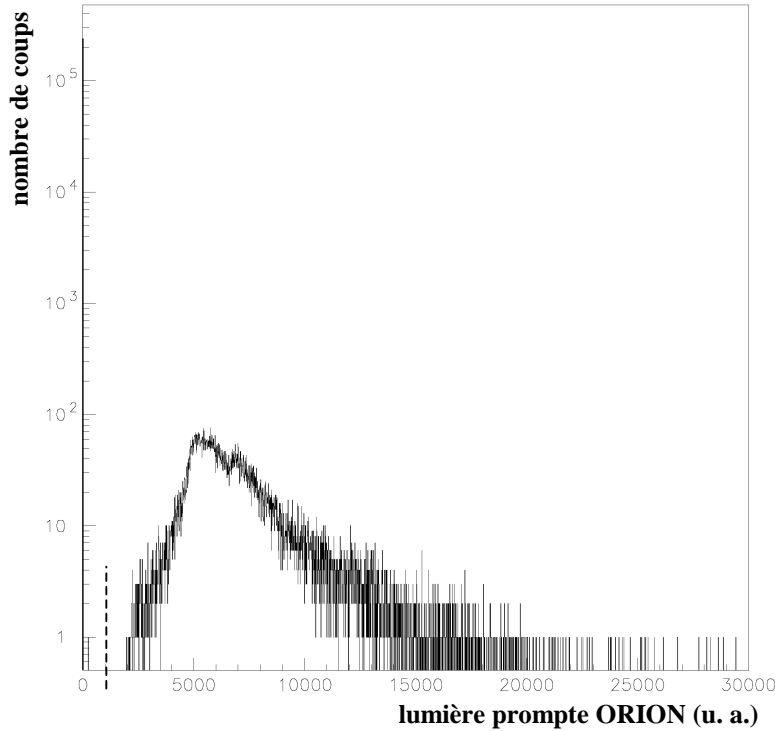


Figure III-4 : spectre de la lumière prompt du détecteur ORION.

(3) Image de blocage « élastique »

Pour reconstituer une image de blocage « élastique » d'une acquisition sur T2 nous devons donc posséder cinq paramètres pour chaque événement de cette acquisition (les trois grandeurs que nous venons de citer (E , ΔE et Q_{total}) et les deux paramètres de position (numéro de piste n_x sur l'axe horizontal et n_y sur l'axe vertical)), et effectuer ensuite les sélections décrites ci-dessus. L'image, présentée Figure III-5 est obtenue en représentant n_y en fonction de n_x parmi les couples (n_x, n_y) retenus après ces sélections. On distingue alors nettement le creux de blocage de l'axe $\langle 110 \rangle$ au entre du détecteur, ainsi que les creux planaires passant par l'axe (quatre plans majeurs : (110) , (001) , $(1-11)$ et (-111)).

La dépendance angulaire de la diffusion élastique ($\sigma_{Ruth} \sim \frac{1}{(\sin \frac{\theta_{CM}}{2})^4}$) affecte

essentiellement la distribution de l'image sur son axe horizontal (Figure III-6), où la variation angulaire est la plus forte par rapport au faisceau ($\Delta \theta_{lab} = 1^\circ$). Nous verrons, dans le paragraphe B, que ce problème demandera un traitement spécifique pour l'obtention des creux de blocage.

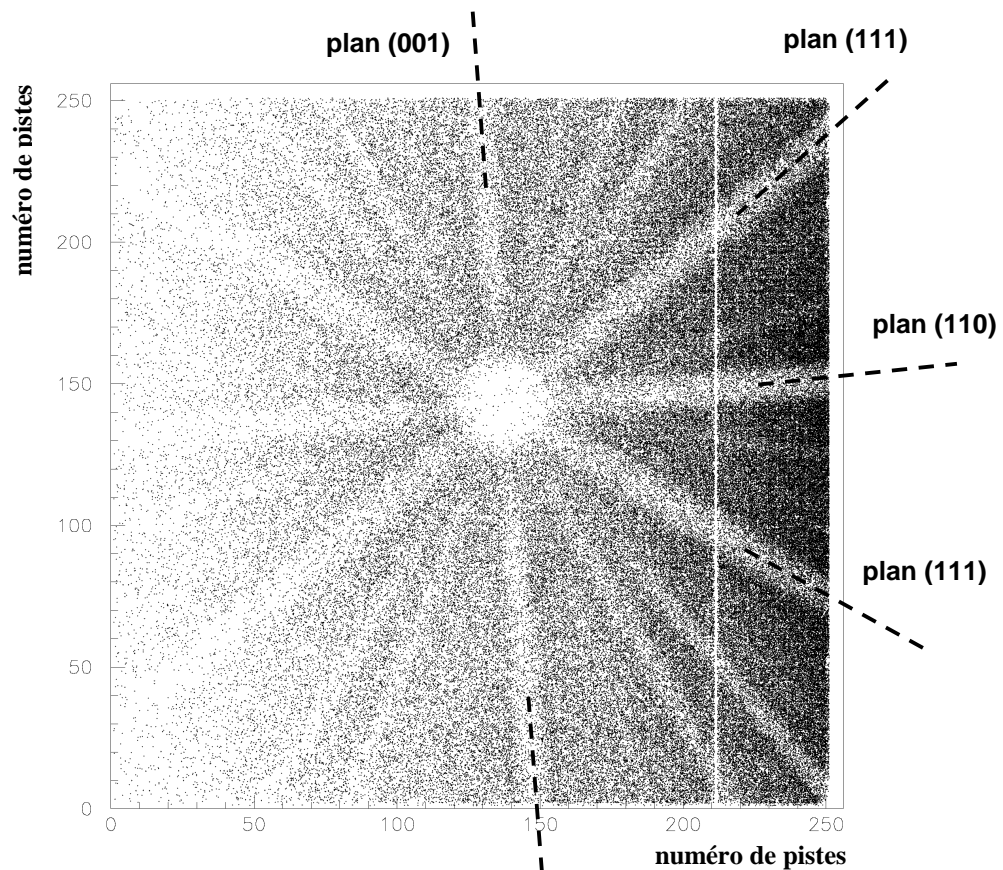


Figure III-5 : image de blocage du projectile après diffusion élastique, recueillie sur le détecteur T2. Celui-ci était situé à gauche du passage du faisceau, et la dépendance angulaire de la diffusion élastique est donc visible par une proportion de coups nettement plus importante sur la partie droite du détecteur, proche du faisceau. Le trait blanc vertical correspond à la piste $n_x=212$ qui était inopérante.

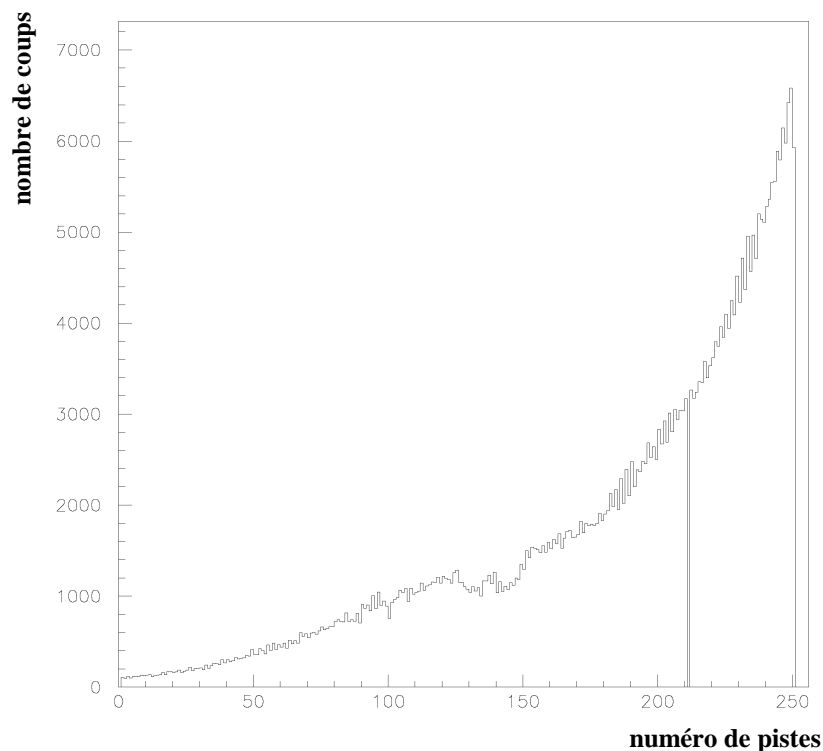


Figure III-6 : projection horizontale de l'image de blocage « élastique ».

b) Sur le détecteur T1

(1) Sélection de l'énergie d'excitation initiale du plomb

Comme nous l'avons déjà expliqué au chapitre II, l'obligation d'utiliser un faisceau de forte intensité dans cette expérience nous oblige à passer par l'acquisition du signal prompt d'ORION pour la mesure de l'énergie d'excitation, et non par celui du signal retardé, habituellement utilisé. Un travail de traitement doit d'abord nous fournir une fonction liant la quantité totale de lumière prompte mesurée dans ORION pour chaque événement de fission à l'énergie d'excitation initiale du plomb (explications détaillées dans la thèse de Stéphane Basnary [68]). Nous pourrons ensuite sélectionner des événements sur le détecteur T1 correspondant à une énergie d'excitation donnée.

(a) *Expérience de calibration du signal prompt*

Le point de départ de ce travail de traitement a été d'effectuer une prise de données dans les mêmes conditions que notre expérience, mais à faible intensité de faisceau (faisceau de plomb haché : une bouffée toutes les 70 μ s) afin d'enregistrer une correspondance entre le signal retardé d'ORION (ceci était impossible à forte intensité dans l'expérience de blocage à cause de l'empilement des signaux) et le signal prompt. L'acquisition des deux signaux, prompt et retardé, était déclenchée dès qu'un signal provenant du hacheur (signal HF rapide en temps) et annonçant le passage d'une bouffée du faisceau était en coïncidence avec au moins deux PM d'ORION.

Il a été nécessaire de s'assurer de la validité du signal récolté par l'ensemble des photomultiplicateurs d'ORION avant d'en faire la somme pour obtenir la quantité totale de lumière prompte. Nous ne pouvons plus nous contenter d'une somme brute (aux facteurs d'atténuation près) comme cela a été fait pour la sélection des événements d'énergie d'excitation nulle sur le détecteur T2. Nous nous sommes assurés que, soumis à un même signal, les PM donnaient tous une réponse identique, et dans le cas contraire nous avons fait des ajustements.

Deux sources de californium ^{235}Cf ont été utilisées à cet effet. L'une était placée au centre du détecteur ORION, entre les secteurs C et D, et l'autre à une extrémité (secteur E). Ces sources émettent, de façon isotrope, 3,78 neutrons en moyenne par fission. Les spectres de lumière prompte des PM issus du ralentissement de ces neutrons dans ORION ont donc été ajustés entre eux secteur par secteur (par application d'un facteur à la quantité de lumière reçue), et ensuite les spectres des six secteurs entre eux. Les 36 PM d'ORION sont alors normalisés et leur somme peut être faite afin d'obtenir une quantité totale valide de lumière.

La correspondance, entre la lumière prompte et la multiplicité de neutrons (M_n) issue du signal retardé, est présentée Figure III-7 (a). La corrélation obtenue est assez large. Cette

largeur peut être attribuée à la distribution en énergie cinétique des neutrons émis (plus un neutron dépose d'énergie dans le scintillateur, plus la quantité de lumière prompte associée est importante), aux fluctuations dans la collection de la lumière prompte, à l'effet de l'efficacité de détection d'ORION et, dans une moindre mesure, au bruit de fond.

La multiplicité de neutrons présentée sur cette figure est brute, c'est à dire qu'elle doit être corrigée de l'efficacité de détection et du bruit de fond du détecteur ORION, avant de pouvoir être ensuite corrélée à une énergie d'excitation. Nous allons maintenant décrire succinctement ces deux étapes nécessaires à l'obtention du lien entre lumière prompte et énergie d'excitation.

(b) *Calcul de la multiplicité de neutrons réelle*

La multiplicité de neutrons obtenue à partir du signal retardé (voir paragraphe « le détecteur de neutrons ORION » du chapitre précédent) n'est pas la multiplicité réelle et doit être corrigée de l'efficacité de détection et du bruit de fond du détecteur ORION.

L'efficacité est d'abord obtenue expérimentalement grâce à une source de californium placée dans la chambre à réaction d'ORION. Le nombre moyen de neutrons qu'elle émet à chaque fission est de 3,78 et la comparaison avec la multiplicité moyenne obtenue à partir du signal retardé donne l'efficacité expérimentale (de l'ordre de 50 %) de l'ensemble du détecteur ORION. On obtient aussi des efficacités expérimentales secteur par secteur. Ensuite, ces efficacités sont reproduites à l'aide d'un programme de simulation Monte-Carlo, DENIS (Detection Efficiency of Neutrons In Scintillators), développé par Poitou et Signarbieux [66]. Les neutrons sont alors émis de façon isotrope et suivis, dans la géométrie d'ORION, de collisions en collisions avec le liquide scintillateur jusqu'à la capture par le gadolinium. La valeur de l'efficacité expérimentale est retrouvée en ajustant des seuils sur la lumière délivrée par ORION. Une fois ces seuils ajustés, le programme de simulation est utilisé pour déterminer les variations d'efficacité en fonction de l'énergie d'excitation de la source de neutrons simulée du quasi-projectile de plomb dans la réaction sur le silicium à 29 MeV/u. La fonction donnant la multiplicité de neutrons réellement émis en fonction de la multiplicité détectée dans la simulation, c'est à dire sans bruit de fond, est alors obtenue. L'efficacité calculée varie de 35 % à 45 % pour une variation de 0 à 30 neutrons émis, et la valeur de 45 % est conservée pour des multiplicités de neutrons émis supérieures à 30.

Le bruit de fond d'ORION, quant à lui, a été directement mesuré après chaque mesure du signal retardé, pendant une durée identique de 70 μ s. (voir chapitre II-B, électronique ORION). Efficacité et bruit de fond d'ORION étant déterminés, la multiplicité de neutrons réellement émis peut être obtenue, et est présentée, toujours en fonction de la lumière prompte, Figure III-7 (b).

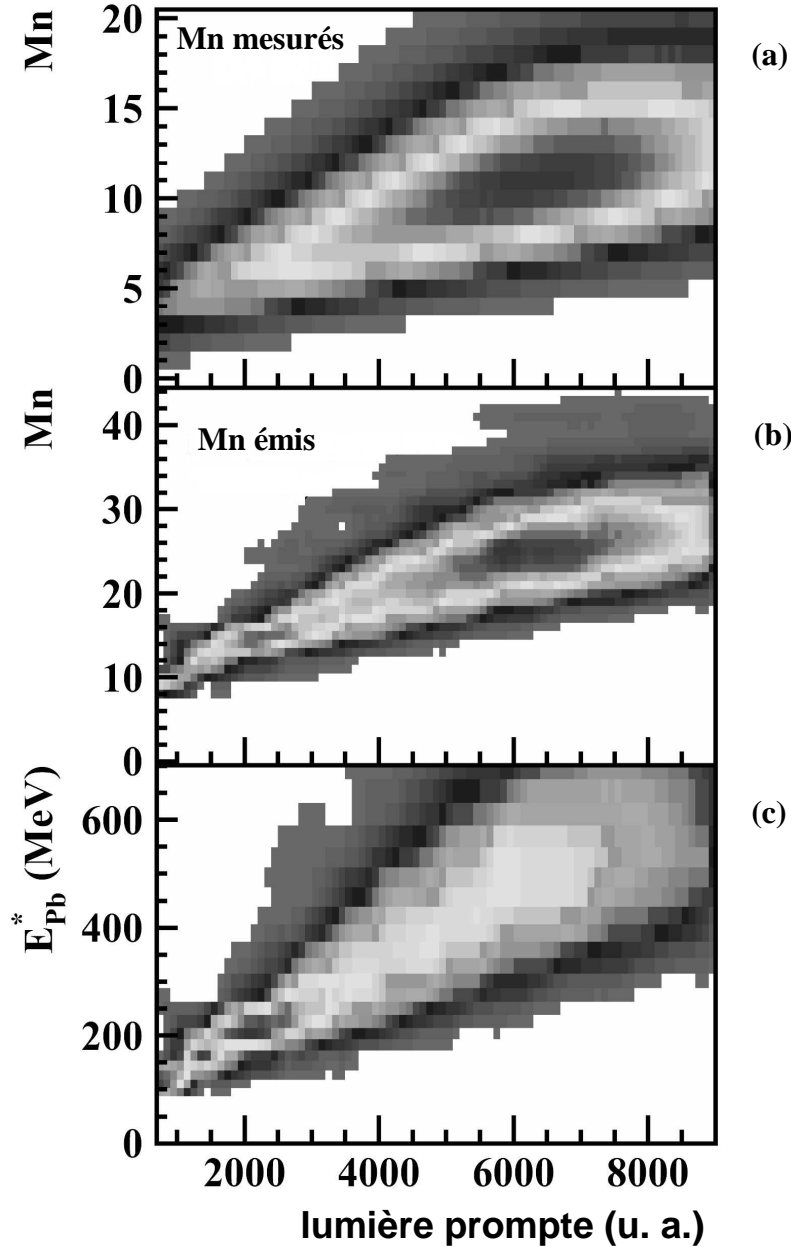


Figure III-7 : multiplicité de neutrons mesurée (a), multiplicité de neutrons émis (b) après correction de l'efficacité d'ORION et du bruit de fond, et énergie d'excitation initiale du plomb (c) en fonction de la lumière prompte d'ORION.

(c) *Obtention de l'énergie d'excitation*

A partir de programmes de type Monte-Carlo traitant de manière statistique la désexcitation d'un noyau donné (PACE ou GEMINI [59]), la corrélation entre la multiplicité de neutrons émis et l'énergie d'excitation initiale du plomb est déterminée. Nous avons choisi d'établir cette corrélation pour un noyau ^{205}Pb de moment angulaire $L=10\hbar$ [68].

On obtient alors la correspondance entre énergie d'excitation et lumière prompte, présentée Figure III-7 (c). La distribution est assez large, mais une sélection fine en lumière prompte permet néanmoins de sélectionner l'énergie d'excitation associée : à $E^*=100$ MeV

l'incertitude est de 25 MeV, à $E^*=200$ MeV elle est de 50 MeV, et elle atteint 100 MeV à $E^*=300$ MeV. Ces incertitudes augmentent fortement pour les plus hautes énergies d'excitation où les particules chargées emportent une part significative de l'énergie d'excitation.

(2) Sélection des fragments issus de la fission du plomb

Pour sélectionner des fragments issus de la fission du plomb, il nous faut identifier les numéros atomiques des fragments détectés en coïncidence dans T1 (numéro atomique Z_1) et dans T4 ou T5 (numéro atomique Z_2) tels que leur somme Z_1+Z_2 égale 82. Le télescope T3, le plus proche du faisceau, fut très vite inopérant en raison d'une trop forte irradiation, et seuls les télescopes arrière T4 et T5 sont exploitables.

L'identification absolue du numéro atomique de chaque fragment recueilli par T1, T4 ou T5 s'est faite à l'aide d'un programme de perte d'énergie. Celui-ci devait reproduire les hyperboles visibles sur les matrices $\Delta E-E_{\text{res}}$ caractéristiques des télescopes. Celle du télescope T4 est présentée Figure III-8. On y distingue les lignes de Z ainsi que les zones qui correspondent aux fragments émis à l'arrière et à l'avant dans le référentiel du centre de masse de la réaction plomb-silicium. Le programme de perte d'énergie permet également de calibrer les signaux « énergie » des télescopes (passage d'un nombre de canaux à une énergie cinétique exprimée en MeV). La résolution en Z obtenue est de $\pm 0,5$ unité de Z sur les deux télescopes T4 et T5. Pour le télescope T1, la visualisation des lignes de Z n'était possible, pour les fragments les plus énergétiques arrêtés dans le dernier quart du détecteur E, qu'en faisant une forte sélection sur la lumière rapide, seulement pour les valeurs de lumière les plus probables. Les lignes de Z ainsi visualisées ont été comparées aux lignes de Z obtenues sur T4, en appliquant un facteur d'échelle, et trouvées identiques. Nous avons donc utilisé, avec le facteur d'échelle, les séparatrices de T4 quelle que soit la lumière prompte (pour T4 et T5 les séparatrices ont été ajustées selon la valeur de la lumière prompte [68]). La résolution ainsi obtenue pour les événements s'arrêtant dans le dernier quart du détecteur E de T1 est donc sensiblement moins bonne que pour les autres événements, et est estimée entre une et deux unités de Z, permettant ainsi une identification de la fission, par la somme d'un numéro atomique d'un fragment avant de T1 avec celui d'un fragment arrière de T4 ou T5, à ± 1 Z près. Le problème de collection de charges pour les fragments les plus pénétrants, sur le détecteur T1, est dû à l'augmentation des courants de fuites et à la difficulté de maintenir la bonne tension de polarisation ; ce détecteur devait être en partie endommagé par les radiations.

Une dernière remarque concerne la distribution de la somme Z_1+Z_2 . Le maximum de cette distribution n'est pas, comme on pouvait s'y attendre, situé à 82 (indiquant que le quasi-projectile fissionne majoritairement) mais à 83.

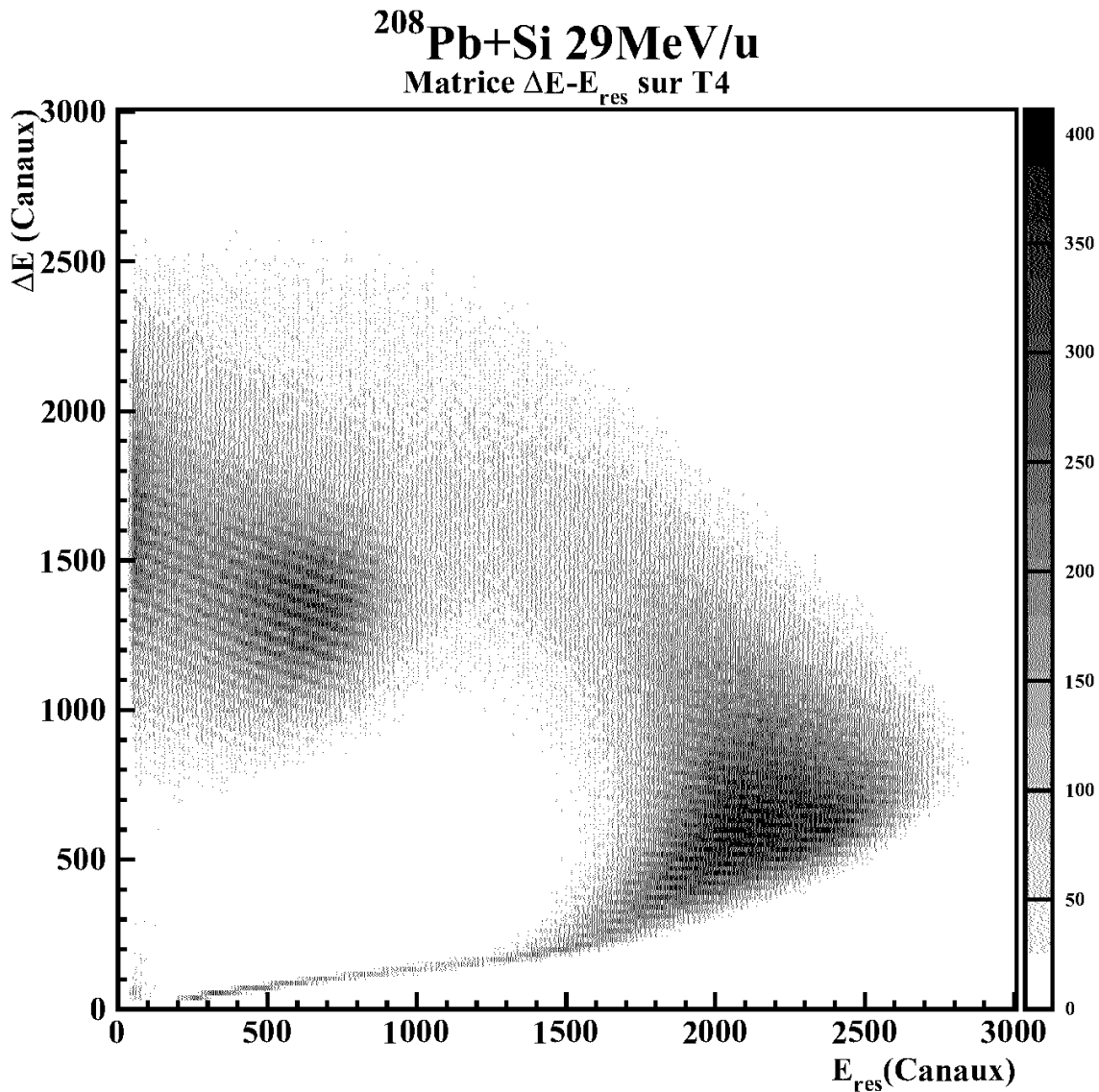


Figure III-8 : matrice $\Delta E - E_{\text{res}}$ du télescope T4. Les hyperboles caractéristiques des différents numéros atomiques Z sont nettement visibles. On distingue également les fragments de fission émis à l'avant dans le centre de masse (forts E_{res}) de ceux émis à l'arrière (faibles E_{res}).

(3) Image de blocage des fragments de fission

Maintenant que nous avons sélectionné, parmi les événements récoltés par le télescope T1, les fragments de fission en coïncidence avec un fragment dans un des détecteurs T4 ou T5, puis identifié les numéros atomiques et les énergies cinétiques de ces deux fragments, et calculé l'énergie d'excitation initiale du noyau ayant fissionné, nous pouvons obtenir une image de blocage correspondant à des événements bien identifiés, en représentant leur position verticale sur le détecteur en fonction de leur position horizontale (Figure III-9).

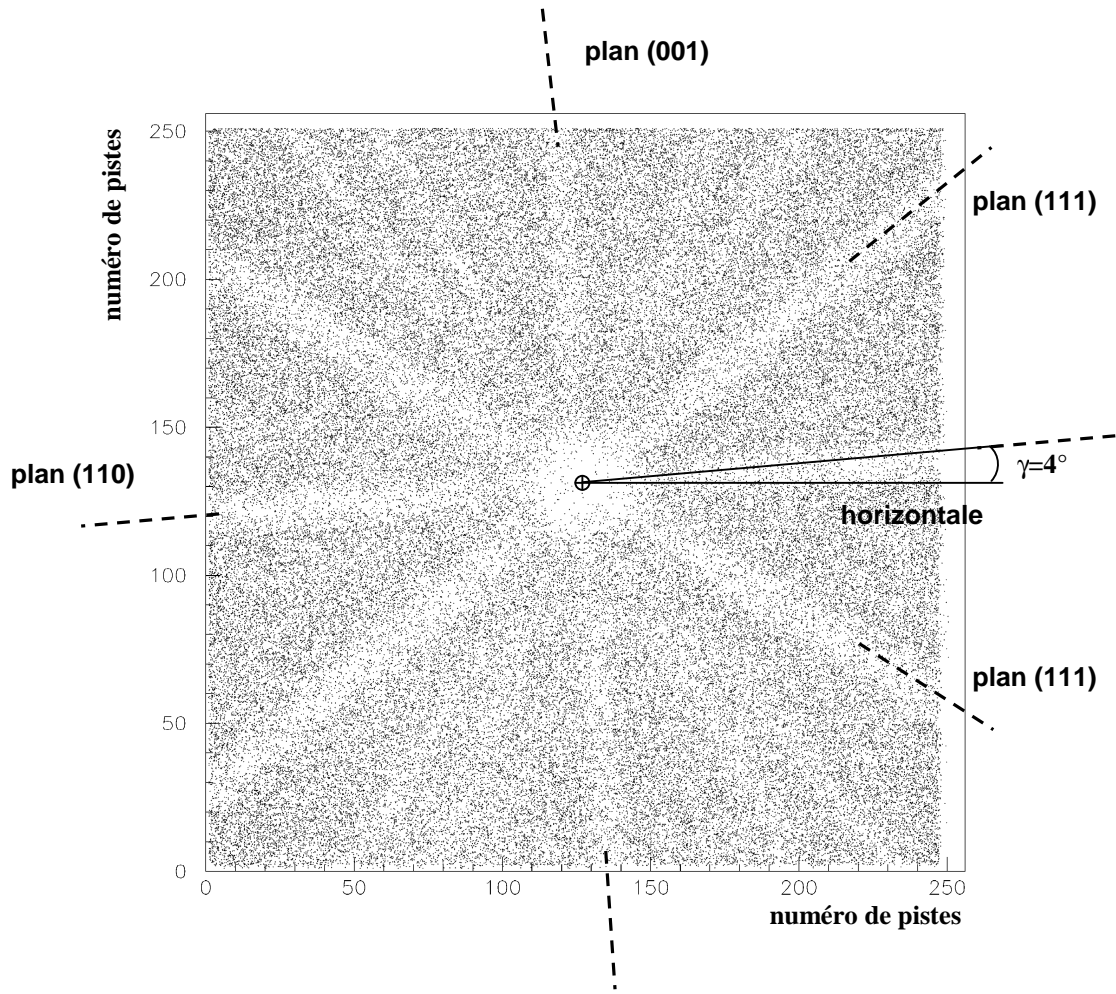


Figure III-9 : image de blocage, obtenue sur le détecteur T1, d'une sélection particulière des fragments de fission, en numéro atomique, en énergie cinétique et énergie d'excitation initiale du noyau ayant donné lieu à la fission.

B. Creux de blocage de l'axe $\langle 110 \rangle$ du silicium

1. Méthode générale d'obtention d'un creux de blocage axial

La méthode que nous avons choisie pour représenter le creux axial consiste à compter le nombre d'événements contenus dans des couronnes successives ayant pour centre le centre de l'axe. Ces contenus sont reportés dans un histogramme dont l'abscisse est la distance angulaire de la couronne au centre de l'axe, puis normalisés par rapport à cette distance. On obtient ainsi une représentation du creux avec une statistique bien meilleure que par une représentation en coupe. De plus, cette intégration azimutale intègre aussi les effets de blocage planaires ce qui donne une bonne moyenne du niveau du plateau (taux de comptage d'une cible amorphe). Par contre, on ne pourra raisonner que sur une moitié de creux.

L'obtention finale de cette représentation nécessite plusieurs étapes de travail à partir de l'image de blocage, que nous détaillons ici :

- Détermination du centre de l'axe : on sélectionne une portion carrée de l'image de blocage autour du centre de l'axe. On détermine ensuite les minima des projections horizontales et verticales du contenu de ce carré : ce sont les coordonnées (X_C, Y_C) du centre de l'axe. Un compromis doit être trouvé entre un carré de grande taille, qui va diminuer l'erreur statistique dans la détermination des minima, et un carré de petite taille qui minimise l'intégration des plans (110) et (100) dans les projections et le décalage qu'ils introduisent dans les coordonnées du centre de l'axe, puisqu'ils font un angle d'environ 4° avec l'horizontale et la verticale. L'incertitude maximale sur la détermination du centre est de 2 à 3 pistes pour un rayon du creux à pleine hauteur qui est d'environ 40 pistes. L'influence de cette incertitude sur la forme finale du creux de blocage est négligeable.
- Calcul de la distance au centre (R) de chaque point de l'image de blocage et répartition dans des couronnes concentriques. Ces couronnes sont d'une largeur donnée (dr) : on a choisi la largeur minimale d'une piste pour l'obtention du creux « élastique », c'est à dire un pas de 0,2 mm à environ 3,5 m de la cible (ce qui fait un pas angulaire de 0,06 mrad), et une largeur de trois pistes pour le creux de blocage des fragments de fission afin d'obtenir une statistique suffisamment forte par pas d'intégration. La répartition des points dans les couronnes doit tenir compte de la discrétisation de l'image de blocage. En effet, un point de l'image de blocage est un pixel de côté $d=0,2$ mm, ce qui signifie qu'un coup détecté à la distance R (pris au centre du pixel) doit être en fait réparti sur $R \pm d/2$. On représente alors ces coups en fonction de leur distance au centre de l'axe comme indiqué Figure III-10.

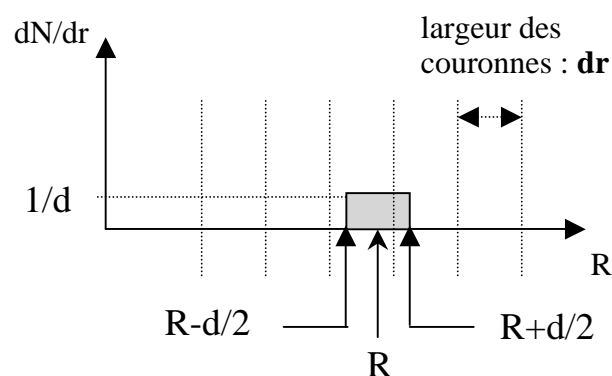


Figure III-10 : schéma de la répartition des contenus des couronnes en fonction de la distance au centre de l'axe des points de l'image de blocage. L'intégrale de la partie grisée représente un coup.

- Comme la surface de chaque couronne est proportionnelle à son rayon, l'histogramme représentant le contenu des couronnes en fonction de leur rayon est ensuite normalisé afin d'obtenir un plateau dans la région de

comptage uniforme et un creux de blocage tel qu'on pourrait le voir en faisant une coupe sur l'image. Le nombre total de coups par couronne, obtenu après la répartition expliquée ci-dessus, est divisé par le rayon moyen de la couronne.

- La dernière étape consiste à ramener le niveau du plateau à 1 en divisant l'ensemble de l'histogramme normalisé par la moyenne du niveau du plateau. Nous pourrions alors comparer les différents creux de blocage entre eux, et quantifier des évolutions éventuelles d'un creux à l'autre.

Remarque : la distance au centre de l'axe, des points de l'image de blocage recueillie par les détecteurs à localisation, correspond directement à l'angle de sortie du cristal des ions par rapport à la direction de l'axe <110>. Le creux de blocage peut donc être représenté indifféremment en fonction de la distance réelle sur le détecteur ou bien de la distance angulaire correspondante. Les détecteurs T1 et T2 étant placés chacun à une distance de 3,5 m de la cible, une distance de 60 pistes de largeur 0,2 mm correspond alors à un angle de 0,2°.

2. Creux de blocage « élastique »

La totalité des événements de diffusion élastique du faisceau de plomb sur la cible de silicium correspond à des angles inférieurs à 1,3° par rapport à la direction du faisceau (angle d'effleurement). La distribution angulaire de ces événements n'est pas uniforme mais suit la loi de Rutherford : $\sigma_{\text{Ruth}} \sim \frac{1}{(\sin \frac{\theta_{CM}}{2})^4}$, avec σ_{Ruth} section efficace de diffusion élastique et θ_{CM}

angle de diffusion dans le centre de masse de la collision. Une projection horizontale de l'image d'événements « élastiques » sélectionnés sur le détecteur T2 placé à 1° du faisceau met en effet en évidence une distribution angulaire qui diminue fortement avec l'éloignement du faisceau (Figure III-6). La forme du creux axial est alors asymétrique, et la méthode de représentation du creux par intégration de couronne comme nous venons de le voir ne va pas pouvoir aboutir à une représentation standard d'un creux de blocage (creux, épaulement, plateau). En particulier, l'étape de normalisation du creux n'est plus du tout valable puisqu'elle correspond à une distribution uniforme. Il est donc indispensable de corriger cette dépendance angulaire pour obtenir une distribution globalement uniforme aux effets de blocage près, dans la mesure où l'on tient toujours à ce que le blocage associé à la diffusion élastique puisse être comparé correctement à celui des fragments de fission en tant que référence.

a) Correction de la distribution angulaire de Rutherford

Pour cela, deux méthodes sont envisageables. L'une suppose la connaissance parfaite de l'angle de diffusion de chaque événement pour ensuite le corriger de la distribution angulaire de Rutherford. Cette méthode étant très complexe, nous avons préféré une méthode plus empirique qui consiste, à partir d'un ajustement mathématique de la projection horizontale de l'image, présenté Figure III-11, à pondérer chaque point de l'image d'un facteur dépendant uniquement de la position en X (on néglige les effets de la distribution angulaire dans la direction verticale), et obtenir ainsi une nouvelle image globalement uniforme, aux effets de blocage près bien sûr. La fonction mathématique d'ajustement, $f(X)$, est un polynôme du 4^{ème} degré ($f(X) = \sum_{i=0}^4 A_i X^i$). Alors, un pixel de l'image de coordonnées (i,j), ayant reçu n coups, aura dans la nouvelle image un nombre de coups $n' = n \times \frac{m}{f(i)}$, avec m le nombre de coups moyen par piste dans la projection horizontale de l'image.

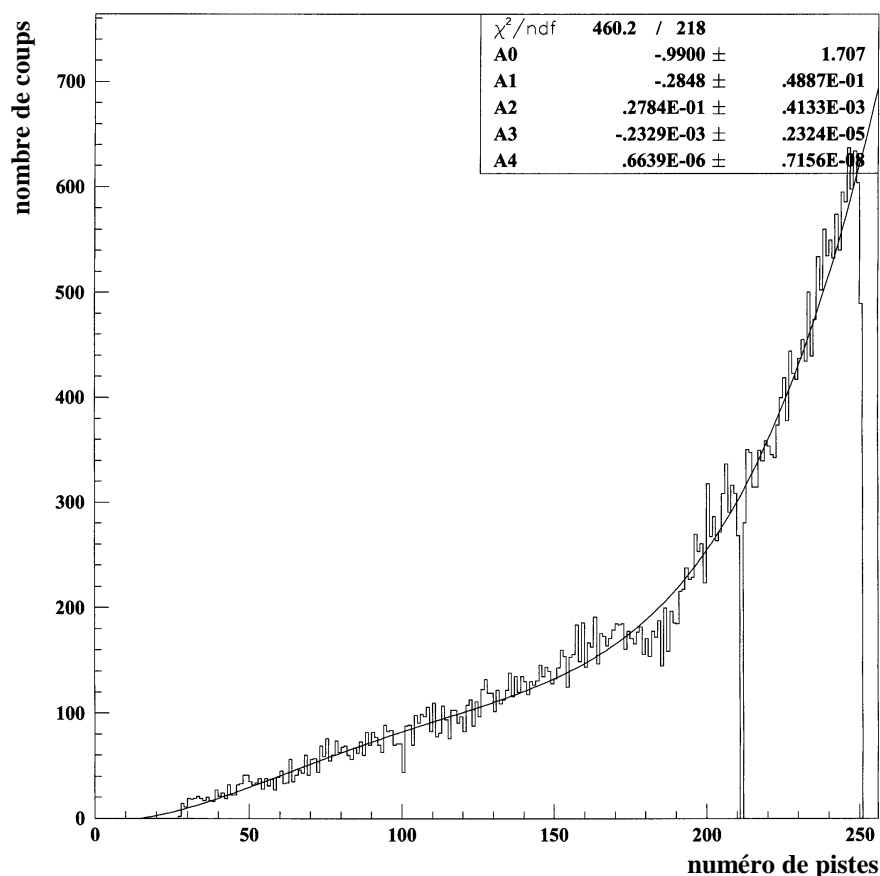


Figure III-11 : ajustement mathématique de la projection horizontale de l'image de blocage « élastique » en vue d'un redressement de cette image pour l'obtention des creux de blocage.

b) Résultats

Deux résultats doivent être extraits des creux de blocage « élastique » : d'une part le creux de référence de toute l'expérience de blocage à partir des acquisitions faites sur les nouveaux points d'impact, avant les acquisitions à forte intensité pour le blocage des fragments de fission ; d'autre part la validation de ces acquisitions à forte intensité par comparaison des creux de blocage « élastique » obtenus avant et après ces irradiations, et évaluation des dommages subis par le cristal sur ce point d'impact.

Pour obtenir le creux de blocage de référence, nous avons cumulé les acquisitions faites sur les points d'impact neufs du cristal. Cela correspond à un cumul de 16 acquisitions sur le détecteur T2. Le creux de blocage correspondant est représenté Figure III-12 (a). Le rayon de la dernière couronne intégrée correspond à la largeur de 60 pistes sur T2, soit une ouverture angulaire de $0,2^\circ$. Nous avons calculé le χ_{\min} de ce creux de blocage en faisant la moyenne des cinq premiers canaux : $\chi_{\min} = (2,9 \pm 0,4)\%$. La valeur de la largeur à mi-hauteur du creux $\Psi_{1/2}$, c'est à dire la largeur prise à $\chi_{1/2} = \frac{1}{2}(1 + \chi_{\min})$, vaut 17,5 pistes, soit $0,058^\circ$. En admettant une incertitude d'une piste dans la reconstitution de la forme du creux, l'incertitude sur la valeur expérimentale du $\Psi_{1/2}$ est alors de 3 millidegrés. Nous pouvons comparer les valeurs expérimentales des deux grandeurs χ_{\min} et $\Psi_{1/2}$ avec les valeurs théoriques données dans l'appendice A de la revue écrite par D. S. Gemmell en 1974 sur la canalisation [69] :

$$\chi_{\min} = 18,8 \times N d u_l^2 = 2,2 \%$$

$$\Psi_{1/2} = 0,80 \times F_{RS}(1,2u/a) \times \Psi_1 = 0,056^\circ$$

$$\text{sachant que } \Psi_1 = \sqrt{\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{dE}}$$

avec N , le nombre d'atomes par unité de volume, d la distance inter-atomique le long de la rangée <110> du silicium, u_l la valeur quadratique moyenne de l'amplitude des vibrations thermiques dans une direction, a la longueur d'écran de Thomas-Fermi, Z_1 et Z_2 la charge effective du plomb et le numéro atomique du silicium respectivement, et E l'énergie cinétique du projectile de plomb dans le laboratoire (6032 MeV).

Nous voyons que théorie et expérience s'accordent parfaitement pour le cas du $\Psi_{1/2}$, mais que la valeur théorique du χ_{\min} est légèrement inférieure à celle extraite du creux expérimental. En effet, l'expression théorique donnée ci-dessus ne tient pas compte des effets contribuant à remonter la valeur du χ_{\min} comme la surface de l'impact du faisceau sur la cible, la diffusion sur les dernières couches cristallines qui subit peu le blocage, les couches amorphes sur les faces d'entrée ou de sortie du cristal, la décanalisation par diffusion multiple de l'ion sur les noyaux et les électrons du cristal, etc. Ces effets diminuent, voire annulent, du

point de vue de certains ions, les effets cristallins et l'anisotropie, dans la distribution angulaire des ions, qui en découle. Ainsi, les creux de blocage se remplissent et c'est particulièrement le fond du creux (χ_{\min}), et non le $\Psi_{1/2}$, qui s'en trouve d'abord affecté.

Nous avons cumulé ensuite les 16 acquisitions faites sur ces mêmes impacts mais après une irradiation du cristal de longue durée (une heure au moins) à forte intensité (3×10^8 pps) pour l'acquisition du blocage des fragments de fission. Ce creux de blocage « fin d'irradiation » est présenté Figure III-12 (b). Le χ_{\min} calculé de la même façon que précédemment vaut maintenant $(2,8 \pm 0,4)\%$.

La conclusion est donc la suivante : comme les creux de blocage avant et après l'irradiation du cristal sont identiques (résultat confirmé quantitativement par les calculs de χ_{\min}) les données enregistrées pendant les acquisitions correspondantes pour le blocage des fragments de fission sont en totalité exploitables.

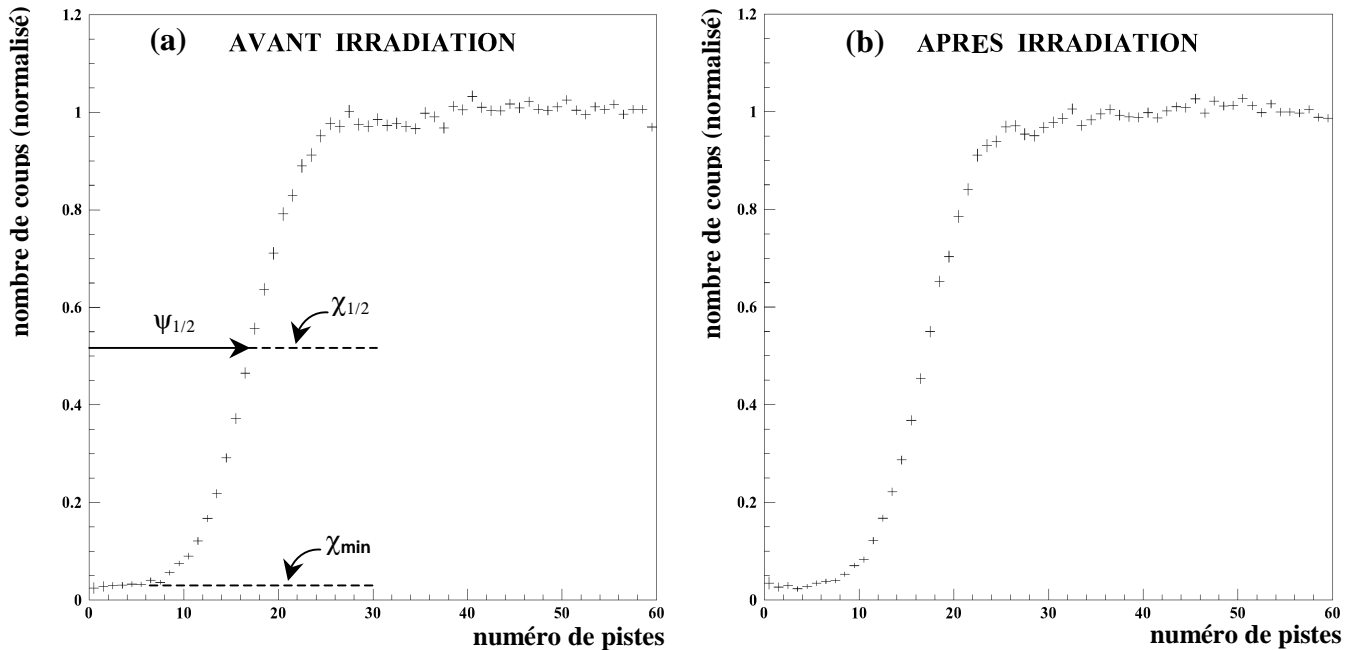


Figure III-12 : creux de blocage, associé à la diffusion élastique du plomb, issus du détecteur T2 et obtenus avant (a) et après (b) l'irradiation du cristal à forte intensité de faisceau pour l'acquisition de l'image de blocage des fragments de fission sur le détecteur T1.

3. Creux de blocage « fragments de fission »

Les fragments de fission, collectés par le détecteur T1 placé à 5° du faisceau, ne montrent pas de variation notable dans leur distribution angulaire en dehors des effets de blocage (Figure III-9), en tout cas sur la portion de l'espace couverte par le détecteur ($\pm 0,5^\circ$ dans les deux dimensions). Les projections, horizontale ou verticale, de l'image de blocage sont globalement plates, excepté dans la région du creux axial bien évidemment. Nous n'avons donc pas eu, comme cela fut le cas dans l'obtention du creux de blocage

« élastique », à faire de correction de l'image de blocage et le creux axial est directement obtenu par la méthode générale décrite précédemment.

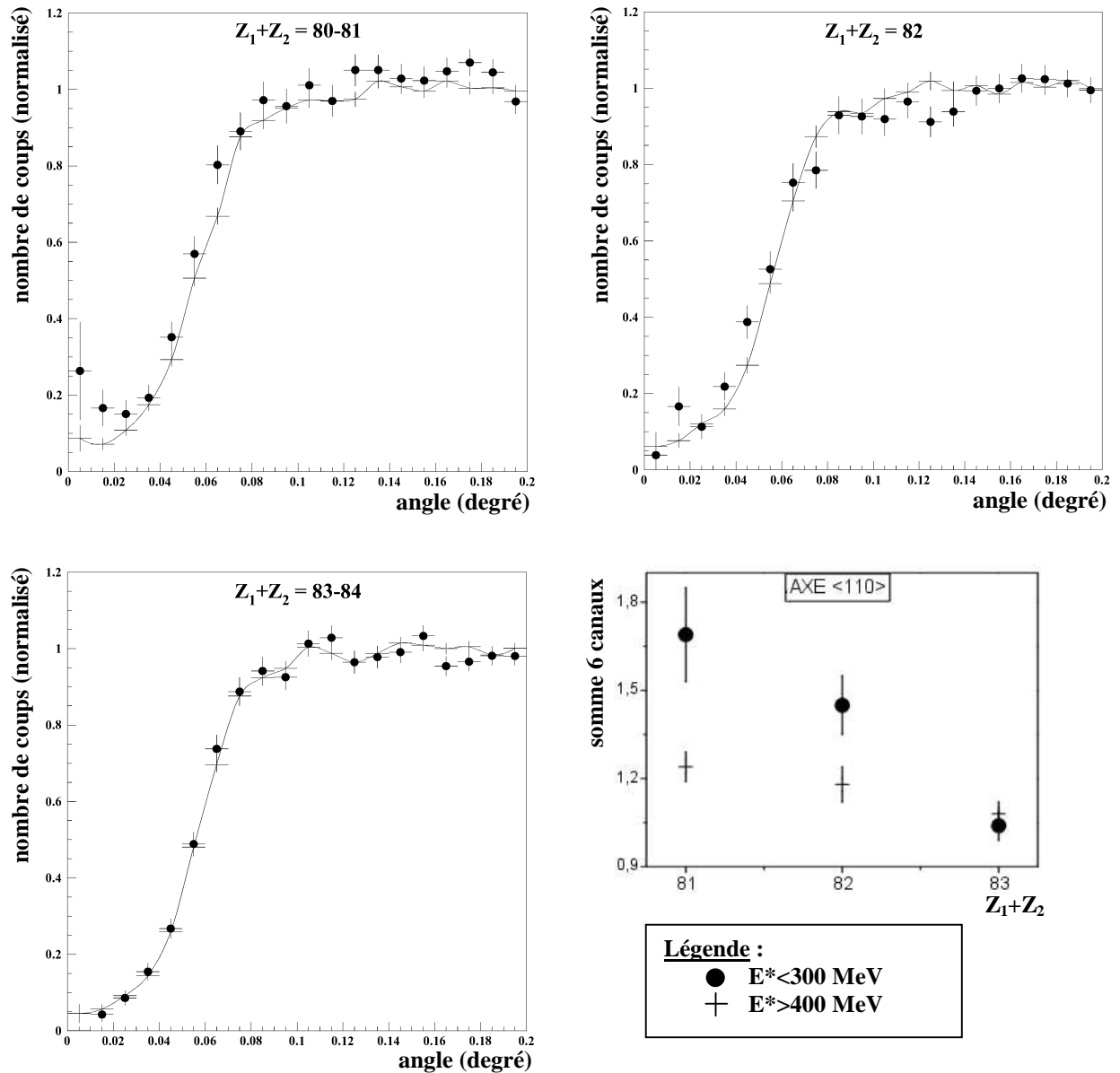


Figure III-13 : comparaison du creux de blocage axial des fragments de fission issus de quasi-projectiles d'énergie d'excitation initiale inférieure à 300 MeV (ronds noirs) et supérieure à 400 MeV (croix reliées par une courbe continue), et cela pour trois sélections en numéro atomique de ces noyaux quasi-projectiles (80-81, 82 et 83-84). La figure en bas à droite résume l'évolution des creux de blocage en fonction de ces sélections par intégration des creux jusqu'à la mi-hauteur (somme 6 canaux). Les barres d'erreurs sont statistiques.

Les fragments de fission que nous avons sélectionnés sont des fragments « avant », de numéro atomique Z_1 tel qu'additionné avec le numéro atomique Z_2 du fragment « arrière » détecté en coïncidence dans un des deux télescopes T4 ou T5, la somme soit égale au numéro atomique du plomb ($Z_1 + Z_2 = 82$). L'incertitude sur cette somme est, comme nous l'avons vu au paragraphe A-3-b de ce chapitre, de ± 1 unité de Z . Pour connaître l'évolution du creux de

blocage de ces événements en fonction de l'énergie d'excitation, nous avons séparé ces événements en deux lots (et seulement deux pour des raisons statistiques) : ceux correspondant à une énergie d'excitation initiale du quasi-projectile de plomb inférieure à 300 MeV et supérieure à 400 MeV. Nous avons fait de même pour les sélections $Z_1+Z_2=80$ et 81 réunies et $Z_1+Z_2=83$ et 84 réunies. Les creux de blocage de ces sélections sont présentés Figure III-13.

Nous voyons sur ces résultats expérimentaux concernant le blocage par l'axe $\langle 110 \rangle$ que les creux associés n'évoluent pas en fonction de l'énergie d'excitation pour la sélection $Z_1+Z_2=83-84$, qu'ils se remplissent pour des énergies d'excitation inférieures à 300 MeV lorsque $Z_1+Z_2 < 83$ et que ce remplissage est d'autant plus fort que Z_1+Z_2 diminue. Pour les énergies d'excitation supérieures à 400 MeV, le creux de blocage correspondant est le plus profond quelle que soit la sélection en Z , et l'on va admettre de plus, vu les barres d'erreurs, qu'il n'évolue pas en fonction de Z . Il va donc constituer pour nous la référence du point de vue des temps de fission (temps de vie de fission τ , associé à ces sélections, inférieur à la limite inférieure de sensibilité de cette expérience, c'est à dire, comme nous le verrons au chapitre suivant, $3 \cdot 10^{-19}$ s).

Nous pouvons dès lors affirmer que des temps de fission apparaissent dans la fenêtre de sensibilité de cette expérience de blocage pour des noyaux d'énergie d'excitation initiale inférieure à 300 MeV et ayant fissionné avec un numéro atomique de 80 à 82, et plus pour 80 que pour 82.

De plus, le rapport Z/E pour le projectile diffusé élastiquement et pour les fragments de fission « avant » (en prenant les valeurs les plus probables des distributions expérimentales en Z et E , issues du détecteur T1) étant équivalents, nous pouvons comparer les creux de blocage que nous venons d'obtenir avec le creux « élastique » de référence que nous avons obtenu au paragraphe précédent (car $\Psi_1 \propto \sqrt{Z/E}$). Il est tout particulièrement intéressant de le comparer avec le creux « fragments de fission » qui semble ne pas présenter de remplissage en fonction de l'énergie d'excitation : ils devraient en principe avoir sensiblement les mêmes caractéristiques. Celui qui nous intéresse est donc le creux de blocage obtenu avec la sélection $Z_1+Z_2=83-84$. La valeur du $\Psi_{1/2}$ est identique à celle du creux « élastique », compte-tenu de l'incertitude expérimentale dans la reconstitution des creux de blocage. Par contre, la valeur du χ_{\min} est au moins de 5 %, soit environ deux fois plus que celle issue du creux « élastique ». Ce remplissage du creux « fragments de fission », qui est sensé être dépourvu de temps de fission dans sa fenêtre de sensibilité, est une première évidence de l'influence d'un autre phénomène que la fission sur les creux de blocage, qui est l'émission de particules par les fragments de fission.

C. Creux de blocage planaires

Les effets de remplissage des creux de blocage suite à la fission du quasi-projectile doivent être, en principe, également visibles dans les plans. Mais on peut s'attendre à des résultats un peu différents, en particulier pour ce qui est de l'influence des émissions de particules par les fragments de fissions (émissions de post-scission), qui va être nécessairement plus forte dans les plans que dans l'axe $\langle 110 \rangle$ car les potentiels répulsifs y sont plus faibles (des calculs statiques de potentiel continu donnent, sur la rangée, 140 eV pour l'axe $\langle 110 \rangle$ contre 28 et 17 eV pour les plans (110) et (100) respectivement [55]).

De plus, la disposition du cristal dans l'expérience a été choisie de telle façon que le plan (110) est quasiment confondu avec le plan horizontal auquel appartient le faisceau (l'écart angulaire est de 4° , voir Figure III-14). La conséquence est que l'angle que fait la direction de recul du quasi-projectile avec le plan (110) est très faible (moins de $0,4^\circ$), en comparaison de 5° pour l'axe $\langle 110 \rangle$ et le plan (001) qui est quasiment vertical. Alors, le temps nécessaire à ce noyau pour sortir de la zone des vibrations thermiques de ce plan est environ un ordre de grandeur plus long ($\sim 2 \cdot 10^{-17}$ s) que pour le plan (001). Nous devrions donc pouvoir déduire de la comparaison des creux de blocage de ces deux plans une forme grossière de la distribution réelle des temps de fission avec l'évaluation de sa borne supérieure : si 100 % de la distribution est inférieure à 10^{-17} s, aucun remplissage du plan (110) ne doit être visible.

Dans l'analyse qui va suivre nous ne présenterons que les résultats concernant les plans (110) et (001). En effet, les deux plans (111) n'étant pas caractérisés par une distance inter-planaire unique, mais par deux ($dp_1 = 0,78 \text{ \AA}$ et $dp_2 = 2,35 \text{ \AA}$), leur interprétation est plus difficile et moins immédiate que pour les plans (110) et (001).

Note : les résultats des plans (111), issus d'une analyse postérieure à la rédaction de ce chapitre, sont présentés en annexe. Ces résultats ne modifient pas les hypothèses, l'argumentation et les conclusions de ce chapitre et du chapitre suivant.

1. Méthode d'obtention des creux planaires

Nous avons vu que les plans (110) et (001) ne coïncident pas parfaitement avec l'horizontale et la verticale : ils sont décalés d'environ 4° , aussi bien sur le détecteur T1 que sur T2. Comme nous allons faire des projections, horizontales ou verticales, de portions de l'image de blocage pour faire apparaître les creux planaires (zones rectangulaires comme

indiqué Figure III-14), la première étape de l'analyse consiste à faire pivoter l'image d'un angle de 4° pour retrouver l'alignement des deux plans avec l'horizontale et la verticale.

Sur cette nouvelle image, nous faisons la projection des deux zones rectangulaires par plan, prises de part et d'autre de l'axe à une distance d de 48 pistes, soit un angle de $0,16^\circ$ (le rayon à pleine hauteur du creux axial fait $0,08^\circ$). Ces deux zones rectangulaires sont identiques et ont été choisies les plus larges possible, en largeur pour augmenter la statistique, et en longueur afin d'avoir une vue du plateau loin du creux et pouvoir ainsi déterminer aisément son niveau. Ces deux zones sont projetées perpendiculairement au plan considéré. Nous obtenons donc deux projections pour un plan donné, que nous sommes pour augmenter la statistique.

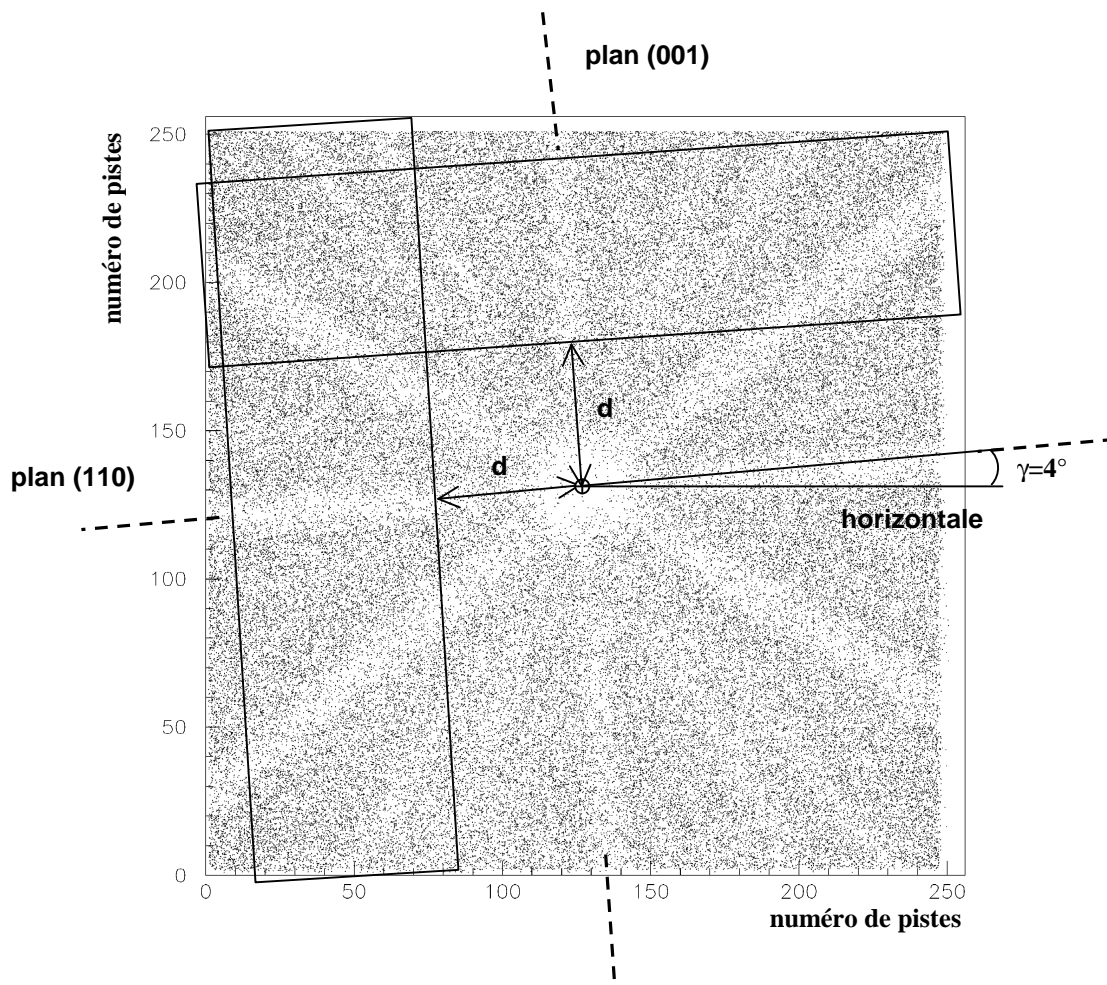


Figure III-14 : portions rectangulaires prises sur l'image de blocage (du détecteur T1 ici), pour chacun des plans (110) et (001), pour l'obtention des creux planaires. Une seule de ces zones est représentée ici par souci de clarté, mais pour un même plan, la projection de deux zones prises à égale distance d de part et d'autre de l'axe est faite.

Cette projection finale, caractérisant le plan, est montrée Figure III-15 pour les plans (110) et (001) issus de l'image de blocage des fragments de fission, et pour le plan (001) de l'image de blocage « élastique ». Le plan (110) « élastique » n'est pas présenté car la méthode

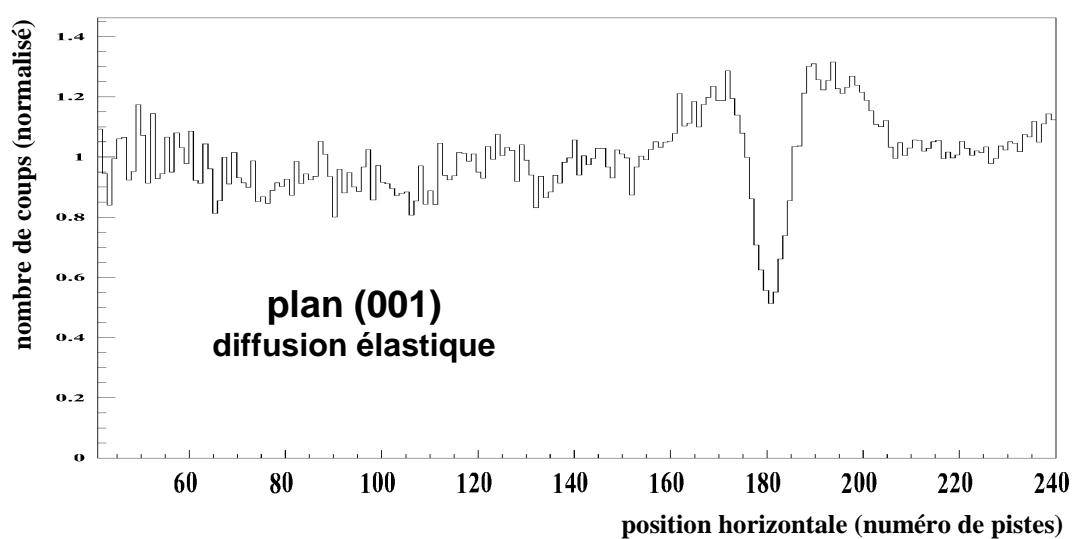
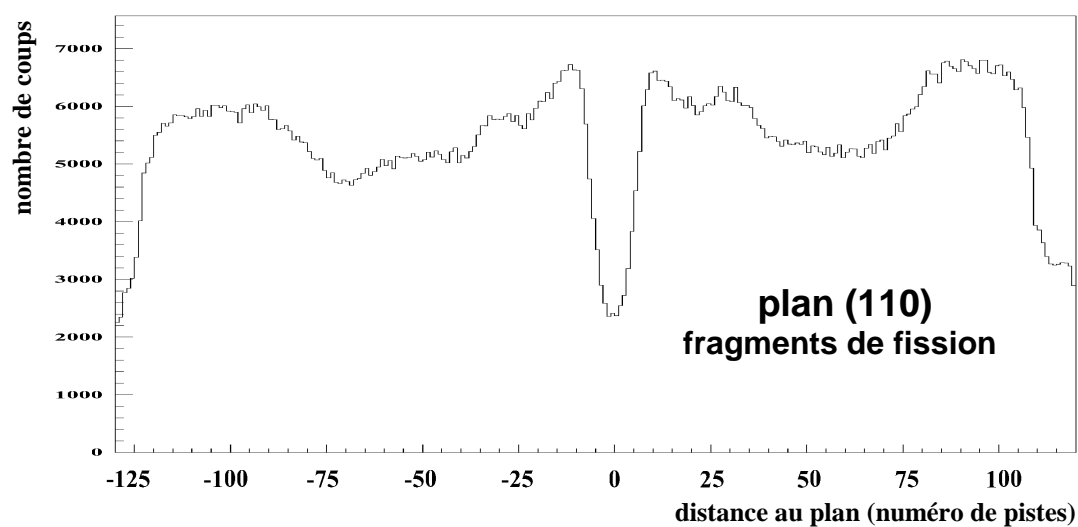
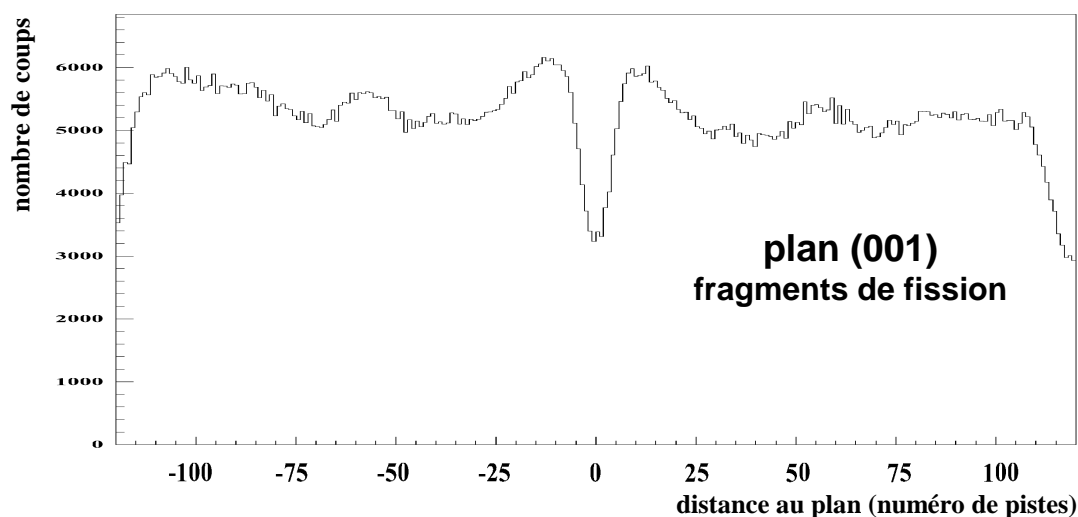


Figure III-15 : projections larges des plans (110) et (001) « fragments de fission » et du plan (001) « élastique » uniquement.

des projections n'a pu être réalisée correctement pour ce plan, et ceci pour deux raisons. D'une part, sur les acquisitions T2 que nous avons utilisées, l'axe $\langle 110 \rangle$ n'était pas positionné au centre du détecteur (sa position horizontale était décalée vers le faisceau, c'est à dire vers le bord droit du détecteur), et la portion rectangulaire prise à droite de l'axe était trop fine pour être exploitée. D'autre part l'image de blocage « élastique » a été corrigée de la section efficace de Rutherford qui donnait des taux de comptage diminuant fortement avec l'éloignement du faisceau. Les comptages très faibles dans la partie gauche du détecteur donnent, après correction, des résultats inexploitable en ce qui concerne la projection du plan (110).

Nous remarquons que, sur ces projections mettant en évidence les creux planaires, les plateaux sont assez mal définis, en particulier pour le plan (110) « fragments de fission ». Deux bosses apparaissent en effet à environ 80 pistes de part et d'autre du plan, dues aux gains plus élevés des secteurs 25 pistes S1Y et S6Y. Ces problèmes de mauvaise définition du plateau vont nous empêcher d'effectuer des comparaisons absolues entre les creux des plans « élastique » et les plans « fragments de fission », comme nous avons pu le faire pour les creux axiaux, mais nous empêcher également de comparer les données planaires expérimentales et issues des simulations (nous verrons au chapitre IV que nous pourrions nous contenter de comparaisons relatives). Ainsi, pour ce qui est des résultats expérimentaux planaires, nous n'allons montrer que les résultats concernant le blocage des fragments de fission.

Nous devons maintenant adopter définitivement une méthode de normalisation des creux planaires afin de pouvoir comparer des lots de données de poids statistique différents. Nous décidons donc de déterminer le niveau du plateau des projections obtenues en calculant le nombre de coups moyen de la projection de 200 canaux, répartis de part et d'autre du creux planaire. Chaque canal est ensuite divisé par cette valeur moyenne et le niveau du plateau se retrouve sensiblement à la valeur un, et les creux planaires provenant de différentes sélections d'événements peuvent être comparés entre eux.

2. Creux planaires « fragments de fission »

Comme pour le cas de l'axe $\langle 110 \rangle$, nous allons comparer des creux de blocage de fragments avant, mais cette fois-ci pour le plan (110) et le plan (001), pour les sélections $Z_1+Z_2=80-81$, 82 et 83-84 et pour les cas $E^*<300$ MeV et $E^*>400$ MeV. Les résultats de ces sélections sont présentés Figure III-16 et Figure III-17. Pour plus de visibilité des variations des creux planaires, ceux-ci sont représentés avec seulement 60 canaux de part et d'autre du centre du creux, c'est à dire à plus ou moins $0,1^\circ$.

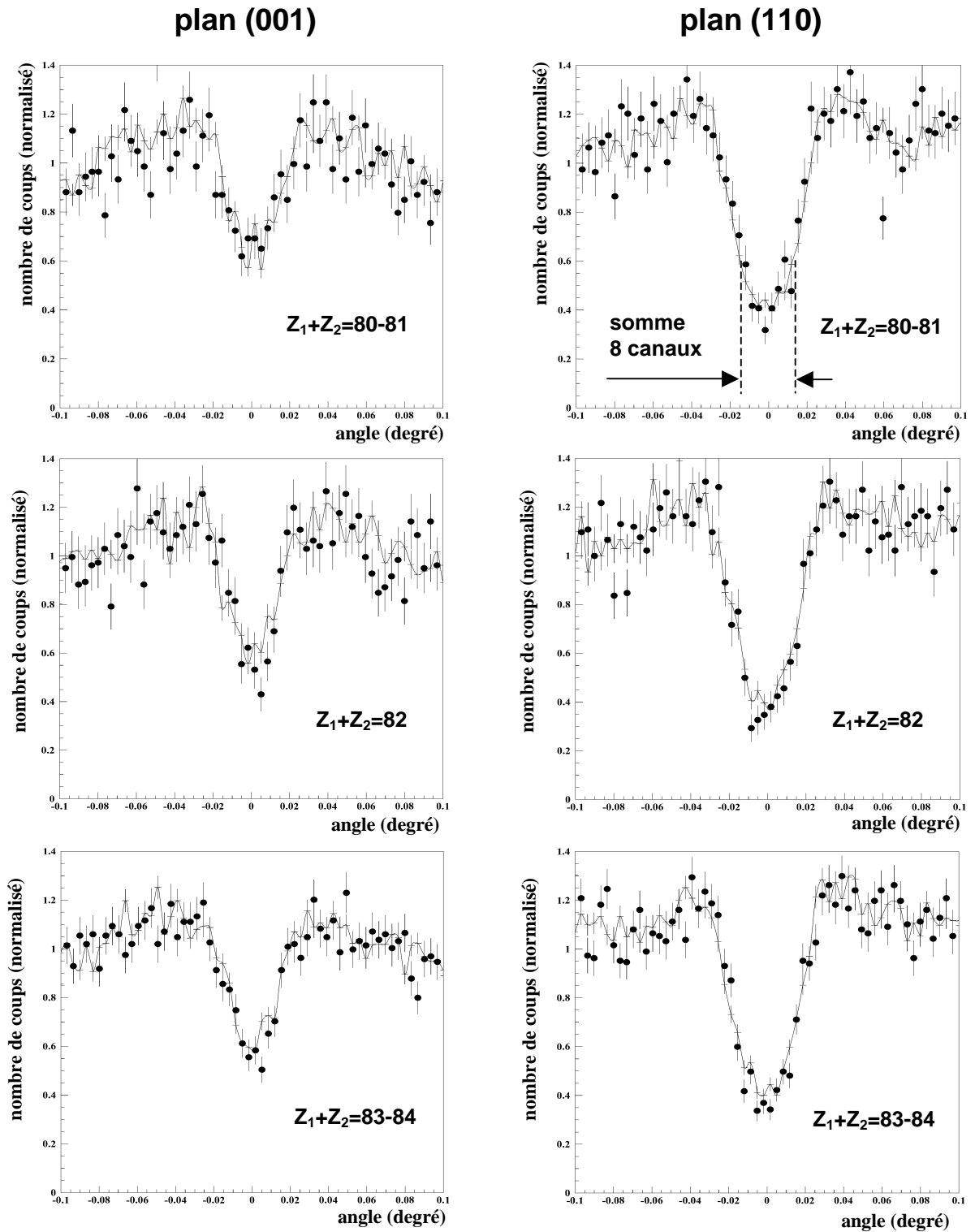


Figure III-16 : comparaison des creux de blocage planaire de fragments de fission issus de quasi-projectiles d'énergie d'excitation initiale inférieure à 300 MeV (ronds noirs) et supérieure à 400 MeV (croix), et cela pour trois sélections en numéro atomique de ces noyaux (80-81, 82 et 83-84), pour les deux plans (001), à gauche, et (110), à droite. Les barres d'erreurs sont statistiques.

Nous avons fait ensuite la somme de 8 canaux au fond du creux afin de faire ressortir clairement d'éventuelles évolutions. Ces résultats sont présentés dans le bas de la figure. Ce

que nous y voyons est que, comme nous l'avons admis dans le cas axial compte tenu des barres d'erreur, le fond du creux reste constant pour la sélection $E^* > 400$ MeV quelle que soit la sélection en Z. Pour la sélection $E^* < 300$ MeV les creux se remplissent lorsque la sélection en Z diminue et encore davantage pour la sélection $Z_1 + Z_2 = 80-81$. Sur ces points, les résultats axiaux et planaires, et ceci pour les deux plans (110) et (001), sont en accord. Chaque mesure étant indépendante, ce fait renforce la fiabilité des résultats.

Par contre, nous notons que le niveau de remplissage des creux est plus élevé pour la sélection $E^* > 400$ MeV que pour $E^* < 300$ MeV. Cela signifie, comme nous avons commencé à l'entrevoir dans les résultats issus de l'axe par comparaison des χ_{\min} « élastique » et « fragments de fission », qu'il y a deux façons de remplir des creux de blocage dans cette expérience, c'est à dire que deux phénomènes physiques y ont une influence.

Un premier phénomène remplit les creux de blocage d'autant plus que la sélection en Z diminue pour $E^* < 300$ MeV, et nous l'attribuons à la fission intervenant à des temps situés dans la fenêtre de sensibilité caractérisant le blocage. Un deuxième phénomène remplit les creux de blocage beaucoup plus pour la sélection $E^* > 400$ MeV que pour $E^* < 300$ MeV, et ceci quelle que soit la sélection en Z. Ce phénomène est nettement plus visible dans les plans que dans l'axe : il s'agit des émissions de particules par les fragments de fission excités qui voient alors leurs trajectoires déviées, et plus facilement lors du blocage planaire pour lequel le potentiel répulsif est plus faible que pour l'axe.

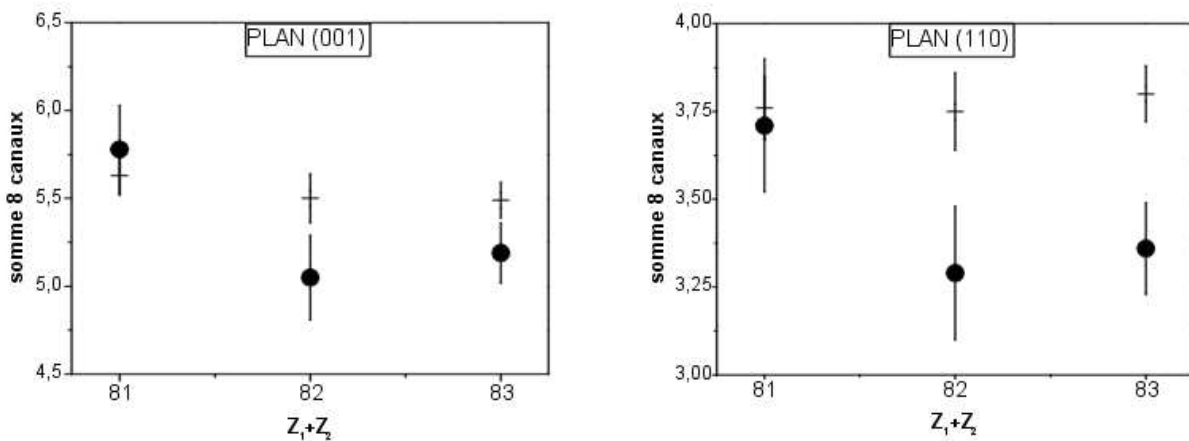


Figure III-17 : synthèse de la Figure III-16 et de l'évolution des creux de blocage en fonction des sélections en Z et en E^* (ronds noirs pour $E^* < 300$ MeV et croix pour $E^* > 400$ MeV), pour les plans (001) et (110), par représentation de l'intégration des creux sur 8 canaux (voir Figure III-16 en haut à droite). Les barres d'erreurs sont statistiques.

Il n'est pas possible d'attribuer le remplissage des creux, pour $E^* < 300$ MeV et lorsque Z diminue, à ce deuxième phénomène (l'émission de particules par les fragments). En effet, comme nous le verrons au chapitre suivant, ces émissions ont été quantifiées. Pour reproduire les creux de la sélection $E^* > 400$ MeV, les valeurs trouvées sont à la limite

supérieure de ce qui est physiquement envisageable pour ces émissions : fortes multiplicités pour des temps d'émission longs, obtenues avec le paramètre de densité de niveaux $a=A/5,5$ dans la simulation des émissions des fragments de fission. Or, dans l'axe, les creux de la sélection $E^*<300$ MeV sont plus remplis que ceux issus de la sélection $E^*>400$ MeV, ce qui ne peut plus être reproduit par l'émission de post-scission. De plus, ce remplissage évolue en fonction de la sélection en Z, ce qui nous obligerait d'admettre une dépendance en Z de l'émission de post-scission, ce qui n'est pas observé dans la sélection $E^*>400$ MeV.

D'autre part, nous remarquons également que le remplissage du creux pour $E^*<300$ MeV et $Z=80-81$ est aussi fort dans le plan (001) que dans le plan (110). Or, nous avons rappelé en introduction de ce sous-chapitre que les limites inférieures de sensibilité au blocage pour ces deux plans diffèrent d'un ordre de grandeur, la plus grande valant $2 \cdot 10^{-17}$ s pour le plan (110). Ce résultat semble montrer qu'une part significative dans la distribution des temps de fission est supérieure à environ 10^{-17} s.

Nous allons maintenant analyser méthodiquement ces résultats à l'aide de simulations dans le chapitre suivant.

Chapitre IV

Extraction des temps de fission

A. Description générale du programme de simulation

1. Vue d'ensemble

Le programme de simulation que nous avons utilisé est écrit en langage FORTRAN. Il fait appel à des nombres aléatoires (méthode de Monte-Carlo) obtenus par un générateur propre au programme. Le transport d'ions dans un cristal de silicium (structure cristallographique identique à celle du diamant), d'épaisseur choisie, est simulé. Ces ions sont, soit le projectile de plomb après diffusion élastique, soit le projectile après réaction nucléaire puis un fragment de fission. Ce transport se fait par collisions binaires, élastiques, sur les atomes de silicium et correspond à des trajectoires classiques, bien définies. Pour le blocage de l'ion par les axes ou les plans cristallins, nous n'avons pas utilisé l'approximation du potentiel continu de Lindhard. Les atomes de silicium sont animés, indépendamment les uns des autres, de vibrations thermiques ($T=300$ K) dans les trois dimensions. Le potentiel d'interaction entre ion et atome cible utilisé est une approximation du potentiel écranté de Thomas-Fermi. Un paramètre important de ce programme est donc la charge effective de l'ion dont on suit la trajectoire pour la bonne évaluation du potentiel d'interaction. La diffusion multiple sur les électrons du cristal est négligée devant la diffusion multiple sur les noyaux (écrantés) de la cible dont nous tenons compte. De même, la perte d'énergie de l'ion dans la cible a été négligée : le potentiel d'interaction est utilisé pour calculer la déflexion angulaire de l'ion et la nouvelle direction de son vecteur vitesse, mais sa norme, elle, ne change pas dans le programme. Du point de vue du blocage, tout l'intérêt du programme est de déterminer la direction du vecteur vitesse de l'ion en sortie de cristal par rapport à la direction de l'axe $\langle 110 \rangle$ et de celle des plans majeurs contenant cet axe.

Vérification des hypothèses dans les deux cas où l'ion, dont on suit la trajectoire dans le cristal, est le projectile après diffusion élastique ou réaction nucléaire ($Z=82$, $M=208$, $E_c=29 \times 208=6032$ MeV) ou bien un fragment de fission ($Z\sim 40$, $M\sim 100$, $E_c\sim 3200$ MeV) :

- Hypothèse de trajectoires classiques : la longueur d'onde du projectile de plomb à 29 MeV/u ou d'un fragment de fission ayant à peu près la même vitesse ($\lambda = \frac{\hbar}{mv} \leq 10^{-2}$ fm, avec \hbar constante de Planck réduite, m et v respectivement la masse et la vitesse de l'ion considéré) est extrêmement petite devant l'Angström, dimension typique de l'échelle atomique.
- Hypothèse de collisions binaires : la longueur d'écran de Thomas-Fermi ($a_{TF} = \frac{0,8853 \times a_B}{\sqrt{(Z_2)^{2/3}}} \sim 0,2 \text{ \AA}$, avec a_B rayon de Bohr ($0,529 \text{ \AA}$) et Z_2 le numéro atomique du silicium ($Z_2=14$)) d'une collision entre un ion nu ponctuel (le projectile ou le fragment) et un atome neutre (le silicium) est nettement inférieure à la distance inter-atomique du silicium, qui est de plusieurs Angströms. L'hypothèse de l'ion nu est discutée au paragraphe suivant.
- Non-prise en compte de la diffusion multiple sur les électrons du cristal : celle-ci est négligeable devant la diffusion multiple sur les noyaux ($\sigma_{nucl}^2 \sim 50 \times \sigma_{elec}^2$, avec σ^2 la variance de la déviation angulaire pour une épaisseur donnée) pour les deux cas du projectile de plomb ou d'un fragment de fission dans du silicium [70].
- Non-prise en compte de la perte d'énergie de l'ion par unité de longueur de cible traversée : le pouvoir d'arrêt électronique du silicium pour le projectile de plomb est d'environ 15 MeV/ μ m et pour un fragment de fission il est de 5 MeV/ μ m (le pouvoir d'arrêt nucléaire est environ 1500 fois plus faible), ce qui donne une perte de vitesse de 2% et 1% respectivement pour une épaisseur de silicium de 15 μ m.
- Non-prise en compte de la perte d'énergie due à la collision élastique de Rutherford du projectile plomb sur l'atome de silicium, à 1° dans le référentiel du laboratoire, dans le cas de la simulation du blocage des événements de diffusion élastique : 14 MeV sont alors transférés à l'atome de silicium ($T = \frac{T_{max}}{1 + \left(\cotg \frac{\Theta}{2}\right)^2}$, avec $T_{max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2} \times Ec$ et Θ , angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse, tel que $\sin(\Theta - \theta) = \frac{M_1}{M_2} \times \sin \theta$, avec $\theta = 1^\circ$ dans le laboratoire, $M_1=208$, $M_2=28$ et $Ec=6032$ MeV), ce qui représente une perte d'énergie de seulement 0,2 % par rapport à l'énergie incidente de 6032 MeV:

2. Les points « clés »

a) Le potentiel d'interaction

Pour chaque collision binaire entre l'ion et un atome cible, caractérisée par un paramètre d'impact p , nous recherchons l'angle θ de déflexion correspondant dans le référentiel du laboratoire. Ces deux grandeurs sont liées par la relation suivante :

$$\theta(p) = |\pi - 2\varphi_0|, \text{ avec } \varphi_0 = \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{p}{r^2} \times \frac{dr}{\sqrt{1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{2V(r)}{mv_0^2}}}, \text{ où } V(r) \text{ est le potentiel de}$$

l'interaction, v_0 la vitesse incidente de l'ion, et r_{\min} la distance minimale d'approche, telle que les énergies potentielles et cinétiques se compensent parfaitement en ce point [71]. La difficulté du problème réside donc en deux points : trouver tout d'abord le potentiel $V(r)$, puis résoudre l'intégrale divergente.

(1) Choix du potentiel

Celui que nous avons choisi est issu du modèle statistique de Thomas-Fermi, et a la forme suivante :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \times \Phi(r/a), \text{ où } \Phi \text{ est la fonction d'écran de Thomas-Fermi, et } a \text{ la}$$

longueur d'écran de la collision considérée [72].

Ce potentiel est une fonction uniquement de la distance r entre les deux noyaux pendant la collision. Il n'a pas d'expression analytique. Pour en obtenir une, il faut se contenter d'une approximation de la fonction d'écran, dont une assez bonne est donnée par Molière [73] :

$$\Phi(r/a) = \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-b_i r/a), \text{ où } (a_1, a_2, a_3) = (0.1, 0.55, 0.35) \text{ et } (b_1, b_2, b_3) = (6.0, 1.2, 0.3)$$

En plus de sa forme analytique simple, l'approximation de Molière a le mérite, à grande distance, de se rapprocher des calculs de type Hartree-Fock [69].

$$\text{La longueur d'écran a pour expression } a = \frac{0,8853 \times a_B}{\sqrt{(Z_2)^{2/3}}} \text{ (avec } a_B \text{ rayon de Bohr et } Z_2$$

numéro atomique de l'atome cible neutre) dans le cas d'un ion totalement dépouillé de son cortège électronique. C'est l'hypothèse que nous avons faite dans le cas du transport du fragment de fission dans le cristal. Par contre, dans le cas du projectile de plomb, incident sur le cristal avec la charge 56+, des calculs d'états de charges (code ETACHA, [74]) prédisent qu'il conserve, avec la plus grande probabilité, environ une dizaine d'électrons après la traversée de 10 μm de silicium. Ces électrons de cœur étant très proches du noyau dans le cas

du plomb, nous avons assimilé le système à un ion nu de charge équivalente Q_1 , venant remplacer Z_1 dans l'expression du potentiel $V(r)$ (voir chapitre IV-C pour la détermination de Q_1).

(2) Résolution de l'intégrale

Après le choix du potentiel de Molière, une deuxième approximation est nécessaire pour la résolution de l'intégrale et la détermination de $\theta(p)$. Il s'agit de l'approximation valable aux petits angles de diffusion et qui est tout à fait applicable dans notre cas de collision en cinématique inverse (projectile lourd et rapide sur cible légère). Le problème est alors ramené à une seule dimension qui est la trajectoire rectiligne du projectile (axe z) (Figure IV-1).

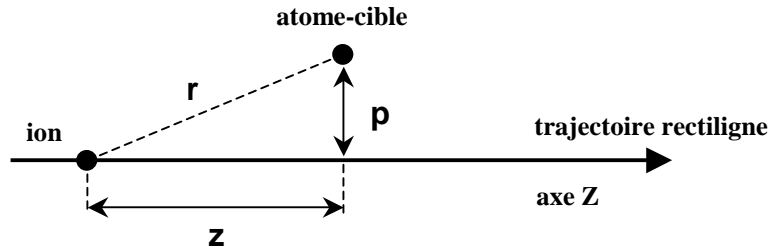


Figure IV-1 : représentation de la trajectoire de l'ion, assimilée à une trajectoire rectiligne pour le calcul de l'angle de déflexion, dans le cas d'une déflexion par l'atome cible à petit angle.

Dans ce cas, la distance séparant les deux noyaux a pour expression $r = \sqrt{z^2 + p^2}$, et

$\theta(p) = \frac{-1}{mv_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial p} V(\sqrt{z^2 + p^2}) dz$, soit après résolution de l'intégrale :

$$\theta(p) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_0 a} \times \frac{1}{p/a} \times \left(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(4 + 3(b_i + b_j) \frac{p}{a} \right) \times a_i a_j \times e^{-(b_i + b_j) p/a} \right)$$

Remarque : pour une question d'économie de temps de calcul, un tableau de 2000 valeurs d'angles de déflexion est élaboré une fois en début de programme pour des valeurs de paramètres d'impact allant, en unités $a_{\text{cube}}/4$, de 10^{-3} à 2 avec un pas de 10^{-3} ($a_{\text{cube}} = 5.43 \text{ \AA}$, constante cristalline du silicium). Lorsqu'un paramètre d'impact p est déterminé comme nous allons le voir au paragraphe 3, l'angle de déflexion associé est calculé par approximation linéaire à partir des deux valeurs d'angles du tableau correspondant aux deux valeurs de paramètres d'impact qui encadrent p . De plus un seuil sur les paramètres d'impact est imposé : si p est supérieur à 1 \AA , l'angle de déflexion est considéré comme nul et la particule n'est pas déviée.

b) Les vibrations thermiques

Les vibrations thermiques des atomes de la cible monocristalline de silicium sont très importantes pour l'étude du blocage cristallin. En particulier, elles sont déterminantes dans la hauteur du potentiel répulsif de la rangée cristalline, dans l'obtention du χ_{\min} et de la limite inférieure de la fenêtre de sensibilité au temps de fission.

Dans le programme de simulation, on considère que les atomes vibrent indépendamment les uns des autres, dans les trois dimensions et avec une distribution gaussienne. La valeur quadratique moyenne de l'amplitude des vibrations dans une dimension, u_1 , est calculée pour une température T de 300 Kelvin et une température de Debye θ_{Debye} de 530 Kelvin : $u_1 = 0.0775 \text{ \AA}$ pour le silicium.

Un tirage aléatoire dans deux dimensions est d'abord effectué par la méthode suivante : pour que les deux coordonnées y_1 et y_2 obéissent à la loi gaussienne

$$P(y_1, y_2) dy_1 dy_2 = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}u_1} \times e^{-\frac{y_1^2}{2u_1^2}} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}u_1} \times e^{-\frac{y_2^2}{2u_1^2}} \right) \times dy_1 dy_2, \text{ il faut que le tirage aléatoire soit de}$$

la forme $y_1 = \sqrt{-2u_1^2 \ln x_1} \times \cos 2\pi x_2$ et $y_2 = \sqrt{-2u_1^2 \ln x_1} \times \sin 2\pi x_2$ avec x_1 et x_2 , deux tirages aléatoires uniformes dans l'intervalle $[0 ; 1]$. On obtient alors, par changement de variable, la

distribution radiale suivante : $P(\rho) d\rho = \frac{2\rho}{u_2^2} \times e^{-\frac{\rho^2}{u_2^2}} d\rho$ avec $u_2 = \sqrt{2} u_1$ et $\rho = \sqrt{y_1^2 + y_2^2}$ [69].

Le tirage de la troisième coordonnée y_3 est obtenu de la même façon que y_1 .

3. Les étapes successives du programme

Nous allons maintenant détailler la base générale du programme de simulation sans rentrer dans les spécificités du blocage des projectiles après diffusion élastique ou des fragments de fission, qui seront expliquées dans les paragraphes C et D respectivement.

a) Orientation du cristal

Le premier point important est de positionner la structure simulée du cristal en accord avec la géométrie de notre expérience. Pour cela il suffit de réunir deux données expérimentales : l'angle, noté α , entre la direction du faisceau et l'axe $\langle 110 \rangle$, et l'angle, noté ϵ , d'incidence du faisceau sur un des plans majeurs, par exemple le plan (110), proche de l'horizontale dans notre expérience. L'angle α valait respectivement 1° ou 5° lorsque l'axe $\langle 110 \rangle$ était pointé soit sur le détecteur T2 pour des acquisitions du blocage « élastique », soit sur T1 pour le blocage « fragments de fission ». Pour connaître la valeur de ϵ , qui n'est pas directement mesurable, il est nécessaire de déterminer la valeur de l'angle, noté γ , entre le plan (110) et le plan horizontal, auquel appartient le faisceau. Cet angle est de 4° environ,

comme indiqué sur l'image de blocage du chapitre précédent (figure III-9). Les angles α , γ et ε sont alors liés par la relation suivante : $\sin \varepsilon = \sin \alpha \times \sin \gamma$. Ainsi, si α vaut 1° ou 5° , l'angle d'incidence ε du faisceau sur le plan (110) vaut respectivement $0,07^\circ$ ou $0,37^\circ$. Donc, pour la simulation du blocage « élastique » ou du blocage « fragments de fission », le cristal sera orienté en choisissant la valeur du couple (α, ε) correspondante. Alors, dans le repère (O,X,Y,Z) utilisé dans la simulation, qui est le repère de la maille élémentaire du cristal (cube de côté $a_{\text{cube}} = 5,43 \text{ \AA}$, constante cristalline du silicium), la direction du faisceau par rapport au cristal est telle qu'elle l'était dans l'expérience (Figure IV-2). Sur cette figure, l'axe $\langle 110 \rangle$ et le plan (110) sont en fait rigoureusement l'axe $\langle 101 \rangle$ et le plan $(10\bar{1})$.

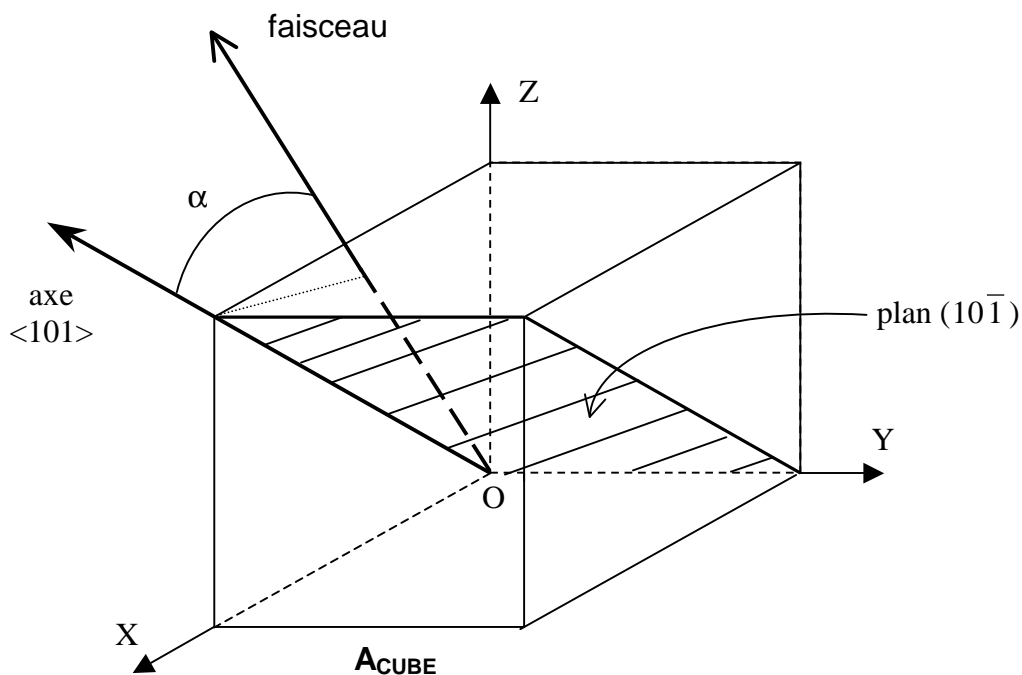


Figure IV-2 : repère du cristal simulé et direction du faisceau dans ce repère.

b) Point de départ du programme

Le point de départ du programme est le site cristallin placé en O. Plus précisément, il s'agit de la position (x_0, y_0, z_0) de l'atome qui s'y trouve, tirée au hasard dans les trois dimensions pour simuler les vibrations thermiques de celui-ci. La particule que nous allons suivre part donc de ce point et va traverser une certaine épaisseur de cible qui, elle aussi, est tirée au hasard de façon uniforme entre zéro et l'épaisseur de cristal utilisée pendant notre expérience. Pour des raisons de fonctionnement propre au programme, l'épaisseur est donnée en unité de la distance séparant deux plans (001), c'est à dire $a_{\text{cube}}/4$ puisqu'il y en a quatre dans la maille élémentaire. Les plans (001) sont les plans parallèles au plan (XOY) sur la Figure IV-2.

c) Emission

L'émission de la particule, que l'on va suivre à travers le cristal, est différente selon que l'on simule le blocage des événements de diffusion élastique, ou le recul du projectile excité suivi du blocage des fragments de fission, mais dans les deux cas elle se fait, de façon uniforme, directement dans le référentiel du laboratoire et non dans celui du centre de masse du système projectile-cible, par souci d'économie de temps de calcul. Dans le premier cas, l'ion plomb est émis, depuis le point (x_0, y_0, z_0) , dans un cône centré sur l'axe $\langle 110 \rangle$, dans une direction aléatoire et avec la vitesse du faisceau, dont le module reste constant tout au long du transport de l'ion. Dans le deuxième cas, l'ion plomb recule dans la direction du faisceau et avec la vitesse du faisceau, d'une distance correspondant au temps de fission que l'on désire simuler. Cette distance étant atteinte, c'est cette fois un fragment de fission, de masse et de numéro atomique donné, qui est émis dans un cône centré sur l'axe $\langle 110 \rangle$, dans une direction aléatoire et avec une vitesse initiale que nous fixons (seule la direction du vecteur vitesse va être modifiée lors du transport de l'ion dans le cristal ; son module, lui, n'évolue pas, sauf s'il y a émission de particule par le fragment de fission). Ce qui nous intéresse, c'est que l'angle que fait l'ion en sortie de cristal avec le faisceau soit dans un intervalle qui coïncide avec la couverture angulaire des détecteurs (1° ou $5^\circ \pm 0,5$). Nous verrons dans les paragraphes C et D les valeurs qui ont été choisies pour les angles d'ouverture des cônes d'émission.

d) Transport

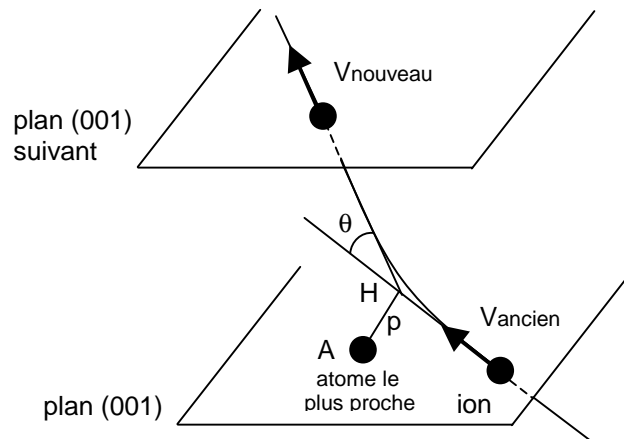


Figure IV-3 : schéma du principe de la déflexion angulaire de l'ion

Nous rappelons que l'unité de longueur dans tout le programme est $a_{cube}/4$. Du point (x_0, y_0, z_0) l'ion atteint, en suivant strictement la direction (U_X, U_Y, U_Z) donnée par l'émission, le premier plan (001) au point (X_{P1}, Y_{P1}, Z_{P1}) . Si Z_{P1} est un entier pair ou impair, les coordonnées (I, J, K) des sites cristallins dans ce plan vérifient $I+J+K=4n$ ou $I+J+K=4n-1$ respectivement, avec n entier relatif (formules caractéristiques de la structure cristallographique du silicium). Alors, suivant la parité de Z_{P1} , les coordonnées des deux sites atomiques les plus proches de l'ion dans ce plan (001) sont déterminées en utilisant l'une des

deux relations. Ensuite la position exacte de ces atomes autour de leur site est calculée, après avoir simulé leurs vibrations thermiques dans les trois dimensions, et la distance à l'atome le plus proche de l'ion est déterminée. Connaissant maintenant la position de cet atome, la position de l'ion et la direction de son vecteur vitesse, le paramètre d'impact de la collision binaire entre cet atome et l'ion est calculé. A ce paramètre d'impact p correspond un angle de déflexion θ de l'ion à partir duquel on détermine la nouvelle direction de son vecteur vitesse :

$\vec{V}_{\text{nouveau}} = \vec{V}_{\text{ancien}} + \theta \times \frac{\vec{p}}{p}$, dans l'approximation des petits angles, et avec $p = AH$. La

déflexion est dans le plan formé par la trajectoire et l'atome cible, et la droite portant le nouveau vecteur vitesse passe par le point H (Figure IV-3). Des coordonnées du point H et de celles de la direction du nouveau vecteur vitesse, on déduit la position (X_{P2}, Y_{P2}, Z_{P2}) de l'ion dans le plan (001) suivant, et la procédure que l'on vient de décrire se répète ainsi jusqu'au dernier plan (001) correspondant à l'épaisseur de cristal que cet ion doit traverser.

e) Sortie du cristal et obtention de creux de blocage.

Dès que le dernier plan (001) est atteint, l'ion est considéré comme sorti du cristal. La direction de son vecteur vitesse est connue dans le repère (OXYZ) et on la détermine dans le nouveau repère (OX'Y'Z') où l'axe Z' est confondu avec l'axe $\langle 101 \rangle$. L'enregistrement dans un fichier de ses coordonnées (U_X, U_Y) dans ce nouveau repère, pour l'ensemble des ions émis dans le programme, va permettre de reconstituer l'image de blocage telle qu'elle fut visualisée sur les détecteurs de notre expérience (axe $\langle 110 \rangle$ au centre de l'image, plans majeurs (110), (100) et (111), ainsi que quelques plans secondaires). Pour l'obtention du creux de blocage axial, l'angle que fait le vecteur vitesse de l'ion en sortie de cristal avec la direction de l'axe $\langle 110 \rangle$ est calculé. L'intégration de couronnes angulaires, de pas donné, puis la normalisation des contenus de ces couronnes par leur surface, vont nous donner une représentation du creux axial telle qu'obtenue expérimentalement. Les creux planaires sont obtenus par projections de zones larges de l'image de blocage et identiques à celles choisies pour l'obtention des résultats expérimentaux planaires (même profondeur, même distance à l'axe). La méthode de normalisation est également identique à l'expérience.

B. Diffusion élastique

1. Spécificités de la simulation « élastique », paramètres importants.

Dans cette simulation, l'ion plomb est suivi dans le cristal de silicium, depuis l'émission dans une direction aléatoire à l'intérieur d'un cône centré sur l'axe $\langle 110 \rangle$, depuis la position de l'atome vibrant sur le site de coordonnées (0 ; 0 ; 0), jusqu'à la sortie du cristal, après la traversée d'une épaisseur de silicium aléatoire entre 0 et 14,5 μm .

L'émission dans le cône est uniforme afin d'obtenir un résultat directement comparable aux résultats expérimentaux, pour lesquels une correction de la dépendance angulaire de Rutherford a été faite (paragraphe III-B-2). L'ouverture du cône d'émission (demi-angle) est de $0,3^\circ$ pour la simulation du creux de blocage axial, sachant que l'angle critique de blocage est d'environ $0,08^\circ$. Pour la simulation du blocage planaire, il est nécessaire de couvrir au moins la largeur angulaire du détecteur ($\pm 0,5^\circ$). Nous avons pris $0,8^\circ$ pour tenir compte du retour dans notre fenêtre de détection, par diffusion multiple dans toute l'épaisseur du cristal, de particules émises à plus grand angle.

Dans l'écriture du potentiel de Molière et de la longueur d'écran de Thomas-Fermi, l'ion est considéré nu, totalement dépouillé de son cortège électronique, mais avec une charge effective Q_1 différente de Z_1 , numéro atomique du plomb. En effet, expérimentalement, après la traversée en moyenne d'environ $7\text{ }\mu\text{m}$ de silicium en condition quasi amorphe (« random ») avant de subir une diffusion de Rutherford à très petit paramètre d'impact, l'ion plomb à 29 MeV/u a atteint son équilibre de charge. La charge Q_1 la plus probable qu'il possède alors est, selon nos estimations, $Q_1=72$, ce qui signifie que l'ion conserve une dizaine d'électrons. Ceux-ci sont des électrons de cœur, très proches du noyau qui est lourd, et ce système peut être alors assimilé, dans l'interaction avec l'atome cible neutre, à une charge effective ponctuelle, non écrantée. En effet, la formule hydrogénoïde $r_n \approx \frac{n^2}{Z} \times a_{Bohr}$ donne pour la couche L du plomb un rayon environ 20 fois inférieur au rayon de Bohr.

La détermination de Q_1 est obtenue par confrontation entre des calculs ETACHA [74] et des mesures faites dans les mêmes conditions de charge et d'énergie incidente sur une cible de $1,4\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur [75]. Ces mesures donnent $Q_1=69$ comme état de charge le plus probable, alors que ETACHA trouve $Q_1=72$ pour la même épaisseur de silicium. L'incompatibilité était prévisible car nous savons que ce code de calcul d'état de charge atteint ses limites de validité pour les systèmes possédant des électrons au delà de la couche $n=3$, ce qui est le cas du plomb. Nous avons reporté ce décalage de trois unités de charge au résultat donné par ETACHA après la traversée de $7\text{ }\mu\text{m}$ de silicium. La distribution de charge calculée est piquée sur l'état de charge $75+$, et nous en avons donc déduit que l'état de charge réel était $Q_1=72$. La comparaison avec le creux « élastique » expérimental va nous permettre de valider ce choix.

L'atome du site de coordonnées $(0;0;0)$, à partir duquel l'ion plomb est émis, correspond au partenaire du plomb dans la collision de Rutherford à très petit paramètre d'impact. Mais dans la simulation, cet atome n'a aucune interaction avec l'ion : il est juste le point de départ dans l'espace de cette simulation. Expérimentalement, on sait que cet atome est éjecté de son site lors de cette collision (14 MeV lui sont transférés par l'ion pour une diffusion de l'ion à 1° , comme nous l'avons vu au paragraphe IV-B-1), et qu'il ne participe

donc pas au blocage de l'ion diffusé dans la direction de l'axe $\langle 110 \rangle$. La première interaction que va subir l'ion dans la simulation est sur l'atome suivant.

L'ion plomb progresse alors dans le cristal avec l'état de charge que nous venons de fixer : $Q_1=72$. Cette valeur, dont la bonne évaluation est déterminante pour le blocage dans les premières collisions binaires, correspond à la valeur moyenne la plus probable de l'état de charge du plomb, mais avant qu'il ne subisse une diffusion de Rutherford à environ 1° dans le laboratoire. Donc, dans la simulation, nous n'avons pas tenu compte des évolutions probables de cet état de charge au cours de cette collision (à environ 10 fm de paramètre d'impact) et après celle-ci, lorsque l'ion plomb se trouve alors en situation de blocage. Il va en effet rencontrer successivement une vingtaine d'atomes de la rangée $\langle 110 \rangle$ à des paramètres d'impact de quelques $0,01 \text{ \AA}$, sachant que les rayons des orbitales K et L sont respectivement de $0,04 \text{ \AA}$ et $0,15 \text{ \AA}$ pour le silicium et de $0,0065 \text{ \AA}$ et $0,026 \text{ \AA}$ pour le plomb (avec

$$r_n \approx \frac{n^2}{Z} \times a_{\text{Bohr}}).$$

2. Ajustement du creux de diffusion élastique axial

L'ajustement du creux de diffusion élastique expérimental par la simulation va permettre de vérifier nos hypothèses sur le paramètre « charge » (et de le modifier si besoin est), et surtout de quantifier la partie « bruit de fond » intervenant dans toute mesure d'un creux de blocage dans notre expérience. C'est à dire quantifier la part de dégradation du creux de blocage qui est indépendante de tout phénomène physique faisant suite à une réaction nucléaire. On pourra ensuite interpréter les creux de blocage expérimentaux des fragments de fission par un signal physique lorsque le remplissage du creux sera supérieur à ce bruit de fond. Celui-ci peut avoir plusieurs origines : il peut s'agir d'impuretés dans le cristal, de la présence de couches amorphes sur les surfaces d'entrée et de sortie du cristal, de la taille de l'impact du faisceau sur la cible, de la décanalisation par diffusion multiple de l'ion sur les noyaux et les électrons du cristal, etc.

a) Première étape : vérification de la charge la plus probable

Les données initiales sont les suivantes :

- masse et numéro atomique de la cible : $M_2=28, Z_2=14$.
- masse du projectile après diffusion élastique : $M_1=208$.
- énergie cinétique de cet ion : $E_c=29 \text{ MeV/u}$.
- cône d'émission de l'ion plomb : demi angle de $0,3^\circ$.
- épaisseur de cristal traversée : aléatoire entre 0 et $14,5 \text{ }\mu\text{m}$.

Nous avons testé la charge Q_1 de l'ion, telle que définie précédemment, dans la simulation de la diffusion élastique. Nous montrons sur la Figure IV-4 une comparaison de la simulation avec les données expérimentales pour trois charges Q_1 distinctes. Nous pouvons en premier lieu conclure que ce paramètre n'est pas un paramètre crucial dans la simulation dans la mesure où son influence sur le creux de blocage est très légère (la largeur à mi hauteur du creux varie en effet comme $\sqrt{Q_1}$). Nous voyons cependant que la charge qui permet de mieux reproduire la largeur à mi hauteur expérimentale est comprise entre 69 et 75. Nous adopterons donc définitivement la valeur 72 qui est en accord avec nos hypothèses.

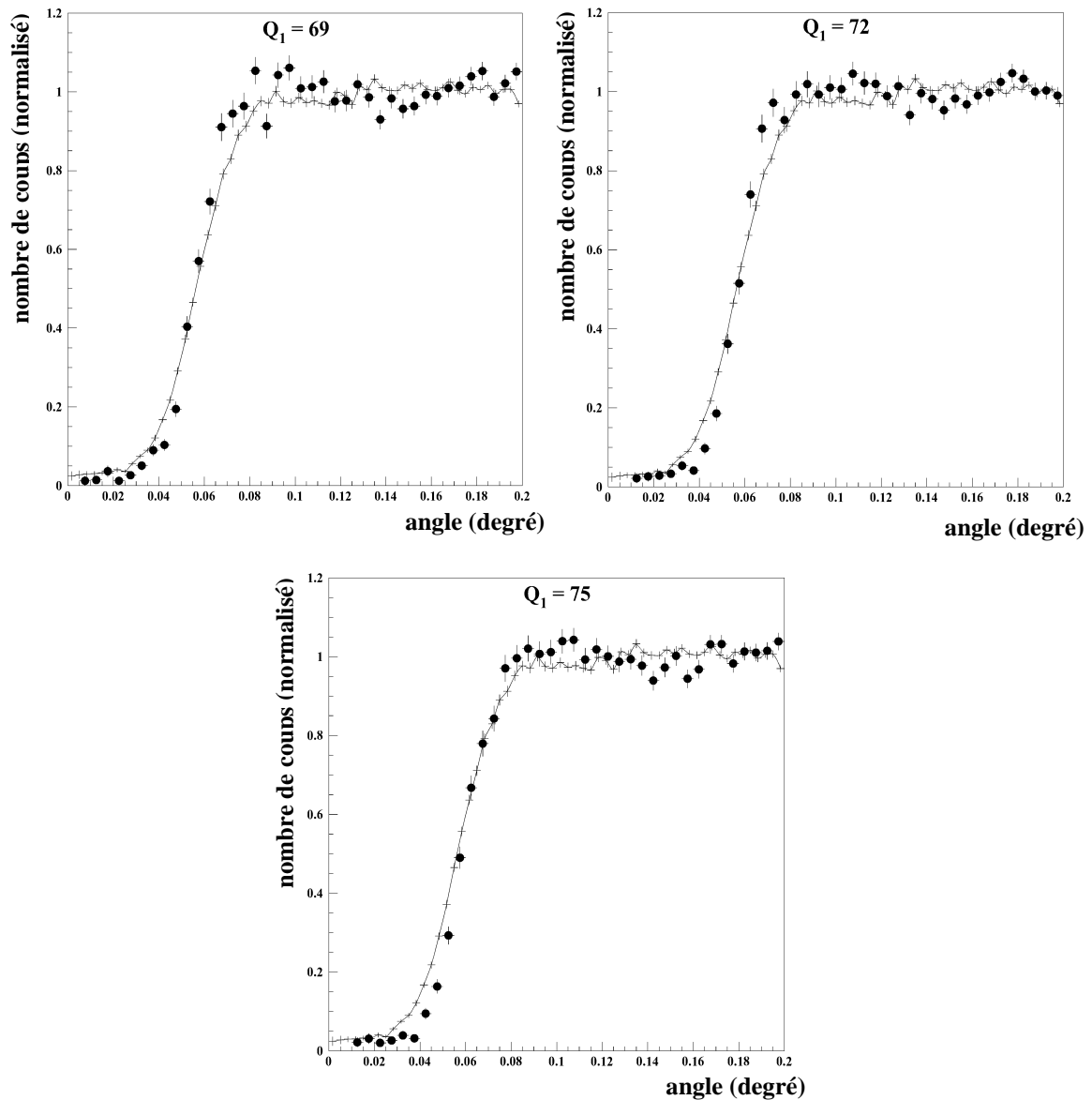


Figure IV-4 : comparaison de trois creux de blocage de diffusion élastique simulés (points noirs) pour différentes charges Q_1 avec le creux de blocage expérimental (croix reliées par une courbe lisse).

b) Deuxième étape : évaluation du creux de référence

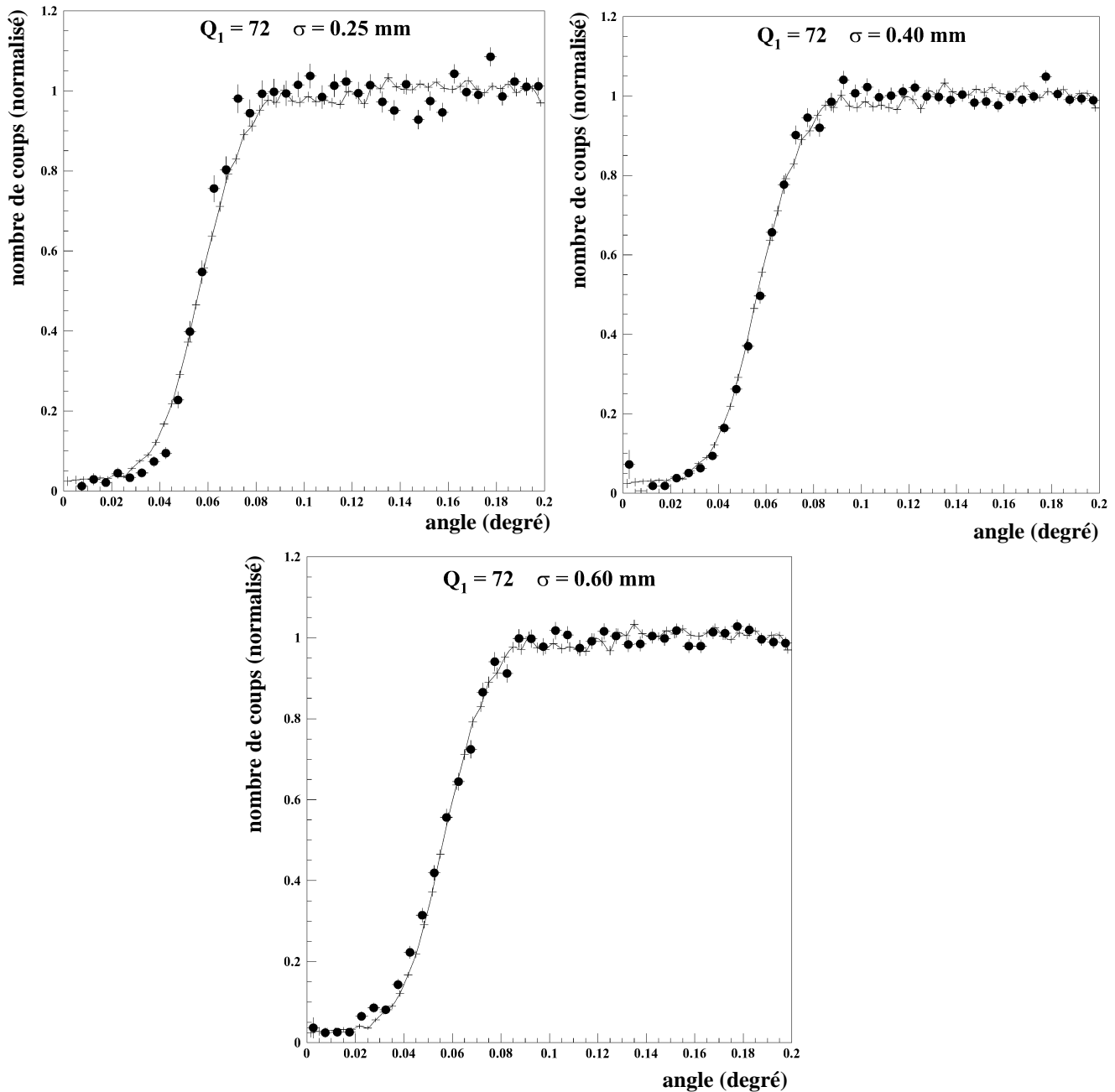


Figure IV-5 : comparaison de trois creux de blocage de diffusion élastique simulés (points noirs) pour différentes valeurs de σ avec le creux de blocage expérimental (croix reliées par une courbe lisse)

Nous voyons nettement sur les courbes de la Figure IV-4 que, même si le fond du creux de blocage (χ_{\min}) expérimental et la largeur à mi hauteur sont assez bien reproduits par la simulation, les parties du creux allant du fond à la mi-hauteur puis de la mi-hauteur au plateau ont des pentes plus fortes que dans la courbe expérimentale. Nous allons donc introduire dans la simulation un nouveau paramètre, appelons-le facteur expérimental, qui va permettre de produire le même effet sur le creux de blocage que l'ensemble des phénomènes

physiques et non physiques de notre expérience qui ne sont pas inclus dans la simulation. Cela peut être, comme nous l'avons dit plus haut, de la diffusion multiple de l'ion sur les électrons du cristal, des impuretés dans le cristal, la présence de couches amorphes sur les surfaces d'entrée et de sortie du cristal, la taille de l'impact du faisceau sur la cible. S'il est difficile d'évaluer l'importance relative de ces phénomènes, la taille de l'impact du faisceau donne certainement l'effet le plus fort.

c) Résultat final de la simulation du blocage par l'axe $\langle 110 \rangle$

La totalité des paramètres de la simulation du blocage des projectiles après diffusion élastique étant fixée, en particulier la charge effective de l'ion et le facteur expérimental, nous avons effectué une simulation avec une forte statistique (Figure IV-6), pour établir définitivement une comparaison avec le creux de blocage expérimental.

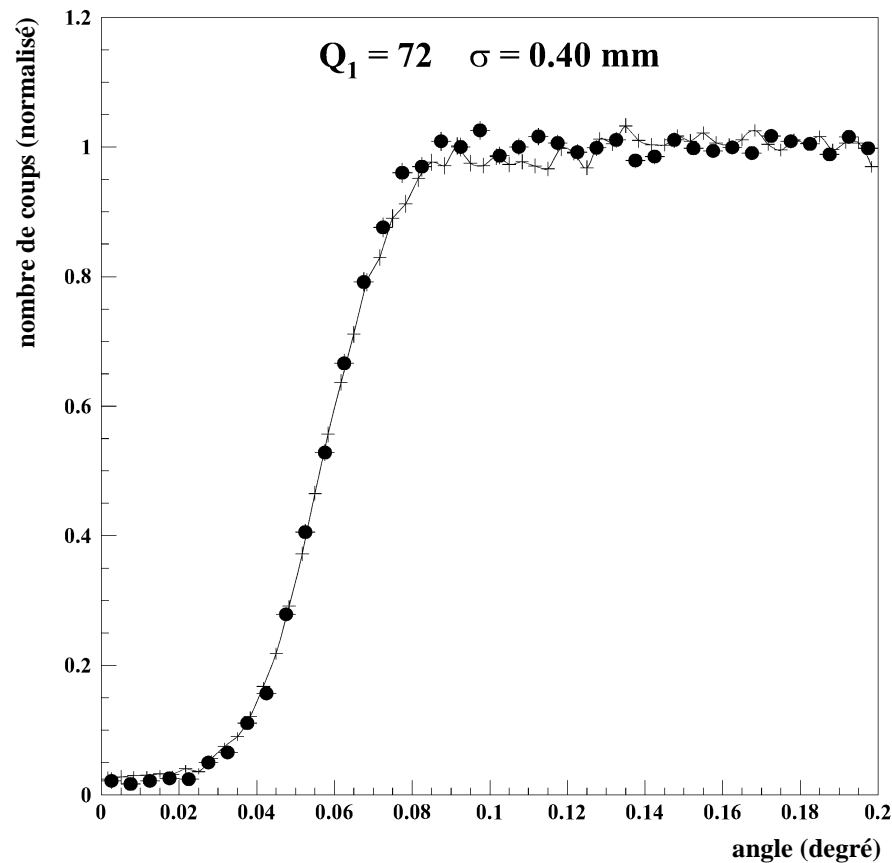


Figure IV-6 : simulation finale du blocage par l'axe $\langle 110 \rangle$ des projectiles après diffusion élastique (points noirs), et comparaison avec le creux de blocage expérimental (croix reliées par une courbe lisse).

Le χ_{\min} est calculé en faisant la moyenne des quatre premiers points (50 coups) : $\chi_{\min} = (2,3 \pm 0,3)\%$. Expérimentalement, nous avons obtenus $(2,9 \pm 0,4)\%$. Le χ_{\min} issu du creux de blocage simulé est légèrement inférieur au χ_{\min} expérimental puisque nous n'avons pas tenu compte dans la simulation de la diffusion multiple sur les électrons du cristal et de la présence d'une couche amorphe à l'entrée et à la sortie du cristal comptant chacune pour environ un

millième de l'épaisseur totale du cristal. De toute façon, un écart de $(0,6 \pm 0,5)\%$ est négligeable devant les écarts de χ_{\min} observés dans les creux de blocage des fragments de fission. Nous considérons donc que la simulation du creux de blocage élastique de « référence », et des paramètres qui lui sont associés, est maintenant bien maîtrisée. Nous pouvons donc aller à l'étape suivante qui est la simulation des creux de blocage des fragments de fission.

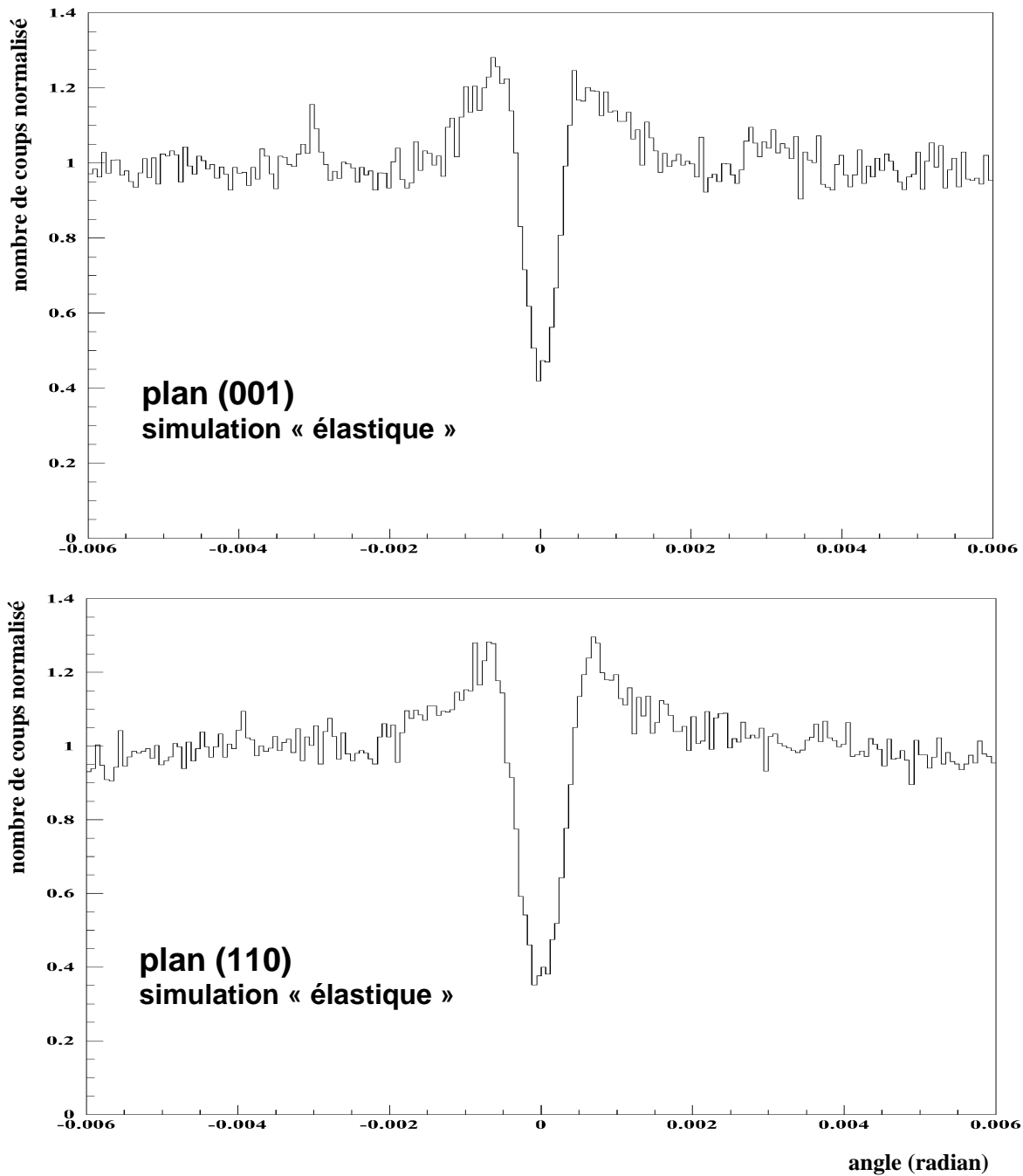


Figure IV-7 : projections de l'image de blocage « élastique » simulée mettant en évidence le creux de blocage du plan (001) et du plan (110).

La simulation des creux de diffusion élastique planaires a été faite (Figure IV-7), mais n'a pu être comparée aux creux planaires expérimentaux issus du détecteur T2, pour les raisons qui ont été évoquées au sous-chapitre III-C.

C. Simulation du blocage des fragments de fission et détermination de la composante de temps longs

1. Spécificités de la simulation « fragments de fission » et paramètres importants

Cette simulation est composée de trois parties : le recul de l'ion plomb (quasi-projectile excité) par rapport à la rangée $\langle 110 \rangle$ et pendant un temps t_f , la fragmentation de cet ion au temps t_f et le transport dans le cristal d'un fragment de fission, et enfin la possibilité d'évaporation de particules (alpha, neutron, proton, gamma) par ce fragment de fission. Nous allons détailler le contenu des deux premières parties, puis la troisième concernant l'évaporation de particules après avoir vu que sa prise en compte dans la simulation est indispensable.

a) Le recul du quasi-projectile

L'ion plomb recule en ligne droite dans la direction du faisceau, c'est à dire à 5° de l'axe $\langle 110 \rangle$, avec la vitesse du faisceau, depuis la position de l'atome vibrant sur le site de coordonnées $(0 ; 0 ; 0)$ et jusqu'à une distance correspondant au temps de fission choisi dans la simulation. L'hypothèse du recul en ligne droite se justifie par la cinématique inverse de la réaction et la grande vitesse du projectile. Durant ce parcours, et comme pour la simulation de la diffusion élastique, l'ion plomb est assimilé à une charge ponctuelle, de charge effective $Q_1=72$, dans les interactions successives avec les atomes de silicium.

Dans cette phase de recul, il est quand même possible de simuler une distribution de la direction de recul qui serait induite dans l'expérience par des émissions de particules (grandes multiplicités et grandes énergies cinétiques), avant le processus de fission, par les quasi-projectiles fortement excités [76]. Cela a été fait dans le cas de la simulation des creux planaires, en particulier du plan (110) dit « rasant », seul cas pour lequel ce phénomène pouvait avoir une influence sur le processus de blocage.

La loi de distribution du temps de fission est choisie lors de l'initialisation de la simulation. Nous en avons essentiellement utilisé deux : la loi de décroissance exponentielle de durée de vie τ , et une loi en deux composantes de distribution uniforme et de poids donné, l'une dans l'intervalle de temps $[0 ; t_1]$ et l'autre dans l'intervalle $[t_1 ; t_2]$. Rappelons qu'un temps de $1,5 \cdot 10^{-18}$ s est nécessaire pour que l'ion plomb de 6032 MeV d'énergie cinétique,

atteigne la distance transverse à la rangée $\langle 110 \rangle$ correspondant à l'amplitude des vibrations thermiques, soit $\sim (0,1/\sin 5^\circ) = 1,15 \text{ \AA}$. De même, pour atteindre le premier plan sur lequel la première interaction avec un atome de silicium va être calculée, un temps de $2,3 \cdot 10^{-18} \text{ s}$ est nécessaire.

b) Fission et transport d'un fragment de fission

Au temps t_f choisi aléatoirement dans la loi de distribution du temps de fission, on interrompt le calcul de la trajectoire du quasi-projectile et un fragment de fission est émis dans une direction aléatoire, dans un cône centré sur l'axe $\langle 110 \rangle$ (l'ouverture angulaire de ce cône va dépendre du type de simulation que l'on désire effectuer : évaluation du creux axial ou des creux planaires, avec ou sans émission de particules de post-scission). On donne à ce fragment une énergie cinétique et un numéro atomique correspondant au couple (E_{cf}, Z_f) le plus probable détecté expérimentalement dans le télescope T1, dans la distribution des fragments « avant » : soit $E_{cf} = 3200 \text{ MeV}$ et $Z_f = 41$. La masse initiale de ce fragment est prise à $M_f = 104$, ce qui peut laisser penser que nous ne simulons que le cas de la fission symétrique. Or du point de vue du blocage, tous les fragments, de caractéristique (E_c, Z) dont le rapport Z/E_c est équivalent, donnent un creux équivalent, ce qui justifie le fait de ne pas prendre en compte dans la simulation la distribution expérimentale des couples (E_{cf}, Z_f) dans la mesure où celle-ci est à peu près linéaire ($Z_f \sim k \times E_{cf}$). Le deuxième fragment, le fragment « arrière », est totalement ignoré dans la simulation.

Nous considérons que le fragment de fission est dépourvu de la totalité de son cortège électronique ($Q_f = 41$), et que seul l'écrantage par l'atome cible intervient dans le traitement de l'interaction ion-atome. Cet ion doit avoir en réalité, à l'équilibre de charge, au plus deux électrons compte tenu de sa vitesse. Une erreur de deux états de charges signifie une erreur de l'ordre de 2 % ($1 - \sqrt{39/41}$) sur la largeur à mi-hauteur du creux de blocage (car $\Psi_1 \propto \sqrt{Q}$), ce qui est négligeable dans notre cas.

c) Premiers essais

(1) Le paramètre « temps de fission » dans la simulation

Maintenant que nous avons en main l'ensemble des paramètres du programme, nous pouvons obtenir une simulation du blocage des fragments de fission d'un noyau de plomb. Les premiers renseignements que nous voulons extraire de cette simulation concernent l'évolution des creux de blocage en fonction du paramètre le plus influent qu'est le temps de fission. Nous avons donc simulé des images de blocage pour 4 différentes durées de vie τ pour une loi de distribution du temps de fission exponentielle (Figure IV-8). Comme nous ne cherchons pas pour l'instant à comparer ces résultats avec des données expérimentales, nous avons simplifié certains paramètres afin de minimiser les temps de calcul (épaisseur du cristal divisée par deux, non prise en compte du facteur expérimental σ défini dans la simulation du

blocage de la diffusion élastique). La simulation tient compte de l'orientation du cristal par rapport au faisceau dans notre expérience, mais l'image de blocage simulée que l'on obtient, elle, n'est pas orientée comme dans l'expérience (plan (110) quasiment confondu avec le plan horizontal) : le plan (001) est en position horizontale et le plan (110) en position verticale.

Regardons tout d'abord les effets sur le blocage axial. La Figure IV-9 montre l'évolution du creux axial pour les différents temps de vie τ . Nous voyons, sur la figure de gauche, qu'un remplissage du fond du creux n'est perceptible qu'à partir de $\tau=10^{-18}$ s. En effet, nous savons que l'ion plomb, à une vitesse de 29 MeV/u, et reculant à 5° de l'axe $\langle 110 \rangle$ sort de la zone des vibrations thermiques de cette rangée atomique (amplitude transverse de $0,1 \text{ \AA}$) au bout de $1,5 \cdot 10^{-18}$ s. Nous avons ainsi la confirmation que la fission ne vient dégrader le creux de blocage que lorsqu'elle se produit à des temps supérieurs à environ 10^{-18} s, c'est à dire hors de la zone des vibrations thermiques de la rangée $\langle 110 \rangle$, ce qui est le cas avec la queue de la distribution exponentielle de temps de vie $\tau=10^{-18}$ s.

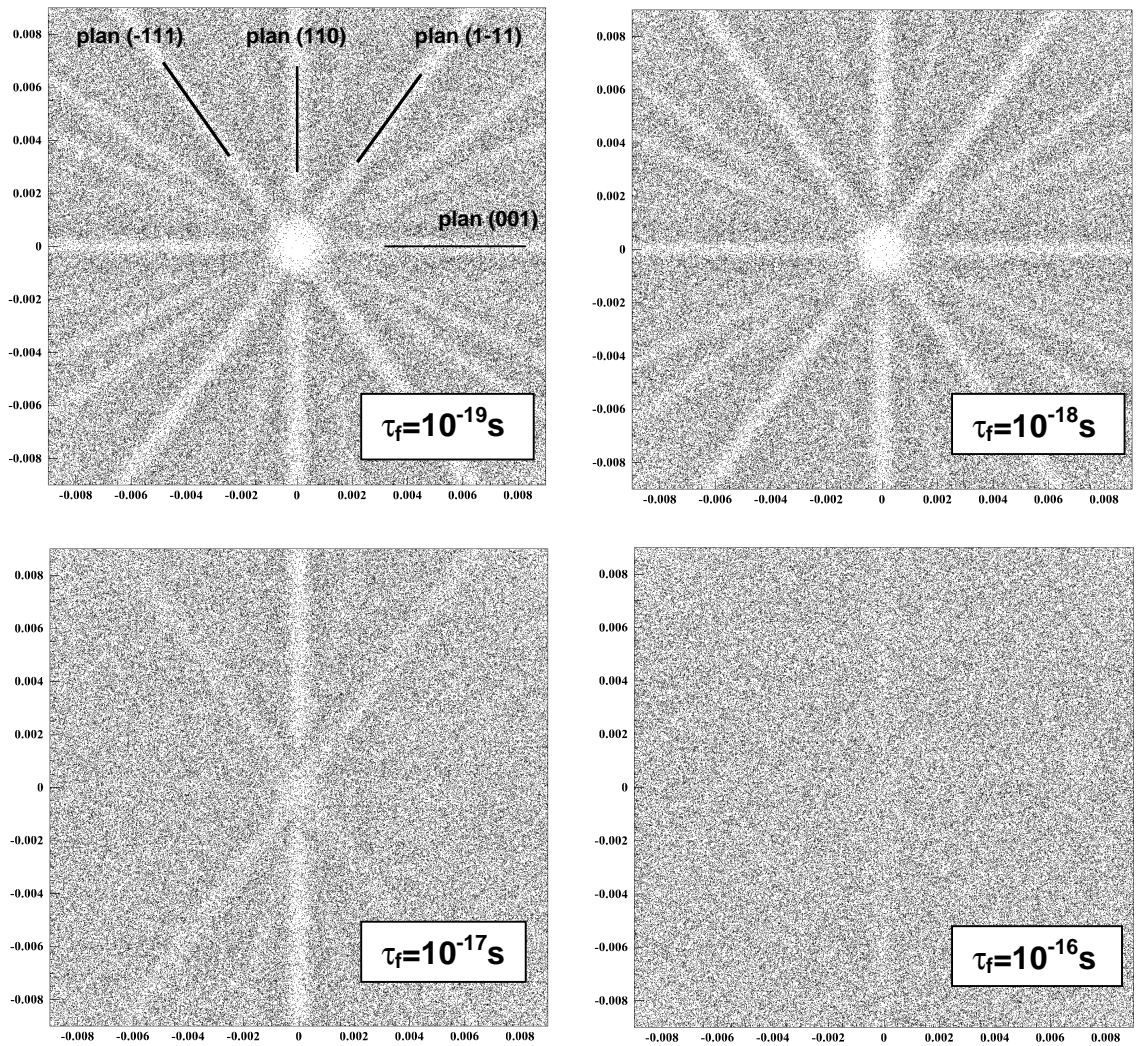


Figure IV-8 : évolution d'images de blocage simulées en fonction du temps de vie de fission de distributions exponentielles.

Sur la figure de droite de la Figure IV-9, nous voyons de façon quantitative que le fond du creux (moyenne des cinq premiers canaux, de 0 à 0,025°) n'est sensible qu'à des temps de vie strictement supérieurs à 10^{-18} s. Donc, un remplissage significatif de cette zone est vraiment une signature de temps de fission bien supérieurs à 10^{-18} s. Par contre, la moyenne des dix premiers canaux montre une évolution entre 10^{-19} s et 10^{-18} s. Nous avons alors évalué que la limite inférieure de sensibilité du blocage axial de notre expérience est, en terme de temps de vie τ , de $3 \cdot 10^{-19}$ s.

Nous voyons également que la limite supérieure de sensibilité du blocage est atteinte lorsque le creux se bouche complètement, ce qui correspond ici à des temps de vie de fission de l'ordre de 10^{-16} s. Ainsi, nous avons déterminé à l'aide de simulations la fenêtre de sensibilité, *en terme de temps de vie*, de cette expérience de blocage : $]3 \cdot 10^{-19}$ s ; 10^{-16} s [, qui est en accord avec les simples calculs théoriques t_{\min} , t_{\max} (voir chap-II-A).

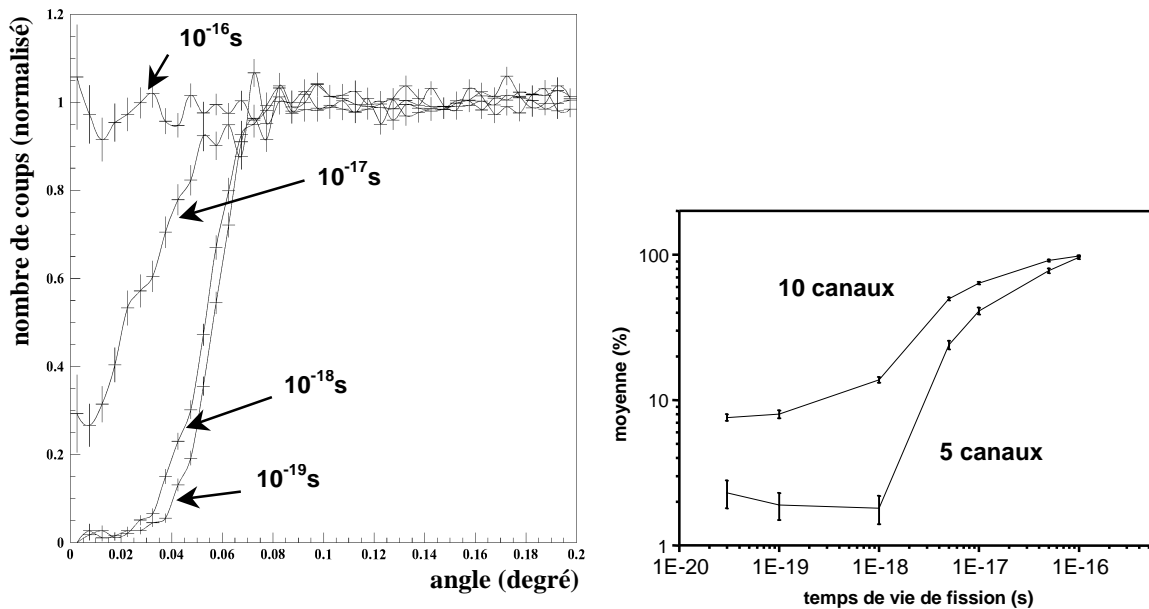


Figure IV-9 : évolution du creux axial en fonction du temps de vie de fission. Sur la figure de droite, cette évolution est représentée par la moyenne des 5 premiers canaux (de 0 à 0,025°) et des 10 premiers canaux (de 0 à 0,05°) du creux de blocage axial.

Regardons maintenant les effets planaires. Nous avons vu au chapitre III que, dans notre expérience, le cristal n'était pas disposé au hasard, mais de telle sorte que le plan (110) soit quasiment confondu avec le plan horizontal auquel appartient le faisceau, et le plan (001) avec la verticale. La conséquence de cette disposition est que les bornes inférieures de sensibilité au blocage de ces plans diffèrent de plus d'un ordre de grandeur : en effet, $t_{\min}(110) \sim 2 \cdot 10^{-17}$ s et $t_{\min}(001) \sim 10^{-18}$ s. Comme pour l'axe, ces résultats issus d'un simple calcul sont confirmés par la simulation. Nous voyons sur les images de blocage de la Figure IV-8, puis sur les évolutions de la somme de 8 canaux pris au fond du creux (Figure IV-10), que le blocage des fragments de fission par le plan (110) est toujours maximum pour un temps de vie

de fission de 10^{-17} s, alors que le plan (001) a disparu, complètement bouché. Cela signifie donc que, si dans notre expérience nous constatons une évolution du creux de blocage du plan (110), c'est que des temps de vie, supérieurs à $\tau = 10^{-17}$ s, contribuent à constituer la distribution des temps de scission : ce sont les *composantes à long temps de vie*.

Dans ces simulations, nous avons inclus une distribution angulaire de recul, du noyau de plomb avant qu'il ne fissionne, qui serait induite par des émissions de particules de pré-scissions de noyaux relativement excités, et qui aurait pour effet de diminuer le blocage par le plan (110) et donc également la valeur de la borne inférieure de sensibilité correspondante. La distribution de recul a été tirée uniformément au hasard dans un cône de demi-angle 1° , en accord avec les données expérimentales de Piasecki et al. [76], pour le système uranium sur silicium à 24,3 MeV/u.

Nous retiendrons donc de ces simulations, pour une interprétation ultérieure des données expérimentales, qu'une évolution du creux axial entre 0 et $0,025^\circ$ est le signe de l'existence de temps de vie de fission nettement supérieurs à 10^{-18} s, et celle du creux planaire (110), de l'existence de temps de vie de fission nettement supérieurs à 10^{-17} s, dans la distribution des temps de fission.

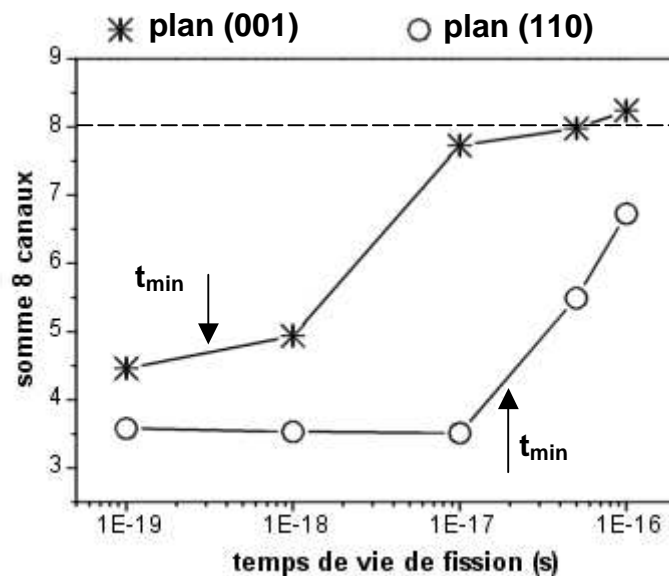


Figure IV-10: évolution de la somme de 8 canaux pris au fond du creux des plans (110) et (001). Le remplissage total des creux correspond donc à la valeur 8, et est indiqué en pointillés. Les bornes inférieures de sensibilité au blocage de ces plans sont indiquées par les flèches.

(2) Première confrontation aux données expérimentales

Nous allons maintenant comparer une simulation la plus réaliste possible avec un creux de blocage expérimental. Dans les données expérimentales, la sélection des fortes énergies d'excitation du plomb ($E^* > 400$ MeV) va nous permettre d'extraire de ces données

celles qui vont, comme nous l'avons vu au chapitre III-B-3, constituer la référence du point de vue des temps de fission. C'est à dire, les données pour lesquelles les temps de fission du plomb sont tous nettement inférieurs à 10^{-18} s, ou bien, dit autrement, qu'aucune composante de la distribution des temps de fission n'est de temps de vie τ significativement supérieur à la limite inférieure de notre expérience qui est, en terme de temps de vie, de $3 \cdot 10^{-19}$ s. Des composantes à long temps de vie (supérieurs à $3 \cdot 10^{-19}$ s) sont en effet attendues pour de plus faibles énergies d'excitation. Nous allons donc obtenir un creux de blocage expérimental des fragments de fission le plus creux possible. Comme nous l'avons vu dans les résultats expérimentaux du chapitre III, celui-ci n'est pas tout à fait identique au creux de diffusion élastique des noyaux de plomb (χ_{\min} plus élevé), comme cela devrait être en principe le cas si le seul processus physique existant, susceptible de remplir le creux de blocage, est la fission. Nous allons donc comparer ces données avec une simulation, où seul le processus de fission est pris en compte, d'un blocage total des fragments par un temps de vie de fission $\tau=10^{-19}$ s (nous pourrions prendre $\tau=10^{-20}$ s, la forme du creux serait identique).

Sur la Figure IV-11, simulation et données expérimentales ont les caractéristiques suivantes :

Simulation :

- Temps de fission suivant une loi exponentielle de temps de vie $\tau=10^{-19}$ s
- Charge et masse du fragment $Q_f=Z_f=41$ et $M_f=104$
- Energie cinétique du fragment $E_{cf}=3200$ MeV (fragment avant)
- Cône d'émission du fragment : demi-angle de $0,4^\circ$.
- Epaisseur de cristal traversée, à partir du recul du plomb, variable de 0 à $14,5 \mu\text{m}$
- Facteur expérimental $\sigma=0.40$ mm tel que déterminé au sous chapitre IV-C

Données expérimentales :

- Sélection des fragments avants sur le télescope T1
- Sélection de la somme $Z_1+Z_2=80$ à 84 (regroupement des trois sélections en Z présentées au chapitre III), avec Z_1 dans T1 et Z_2 dans T4 ou T5.
- Energie d'excitation initiale du plomb $E^*>400$ MeV

Il ressort de cette comparaison plusieurs points. Tout d'abord concernant les paramètres charge et énergie cinétique dans la simulation, qui fixent la largeur à mi-hauteur du creux de blocage ($\psi \sim \sqrt{\frac{Z}{E}}$), nous voyons que celle-ci correspond à celle obtenue expérimentalement, ce qui indique que ces deux paramètres sont correctement évalués. Ensuite, ce qui est surtout frappant dans cette comparaison, c'est le niveau du fond du creux plus élevé dans l'expérience (χ_{\min} de 7% contre 2% dans la simulation). C'est bien la confirmation qu'un autre processus physique que la fission, dont la simulation ne tient pas encore compte, vient remplir le fond du creux expérimental. Ce remplissage doit être induit par de petites déviations angulaires infligées aux fragments lorsqu'ils sont sortis de la zone de blocage. Il s'agit sans aucun doute de l'évaporation de particules par le fragment. Nous allons maintenant décrire cet effet tel que nous l'avons introduit dans le programme, avant de l'étudier et le quantifier précisément.

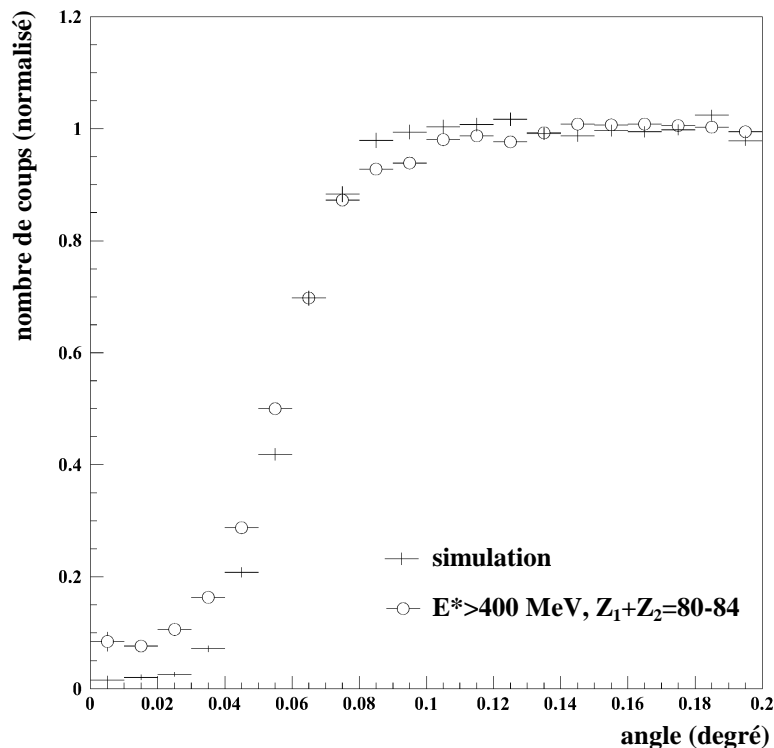


Figure IV-11 : comparaison des données expérimentales (ronds) de temps de fission supposés inférieurs à notre sensibilité, avec une simulation de temps de vie de fission τ fixé à 10^{-19} s (croix).

d) Emissions de post-scission

Le programme offre la possibilité de simuler l'émission de particules par le fragment de fission lors de son parcours dans le cristal. Deux types de simulation de cet effet sont disponibles : une, très simple, fait émettre un seul neutron d'une énergie donnée et à un temps donné suivant une loi exponentielle, et l'autre, plus complexe, fait appel à la lecture d'un fichier comprenant une multitude de chaînes de désintégration du fragment dont les

caractéristiques (type de particule, énergie et temps d'émission) ont été calculées par le code statistique SIMDEC [77].

Dans les deux cas, le programme lit le temps au bout duquel le fragment va émettre la particule (celui-ci est soit issu d'un tirage au hasard dans une distribution exponentielle pour le premier cas, soit est directement lu dans le fichier pour le deuxième cas), le fragment progresse dans le cristal de la distance correspondante, puis l'émission a lieu. Pour déterminer le nouveau vecteur vitesse du fragment dans le référentiel du laboratoire (nouvelle direction et nouvelle norme), la particule est émise de façon isotrope dans le référentiel du centre de masse avec l'énergie cinétique donnée, et la vitesse du fragment est déterminée dans ce référentiel par conservation de la quantité de mouvement. L'addition vectorielle de ce vecteur et de celui du fragment dans le référentiel du laboratoire (vitesse du centre de masse) avant l'émission donne le nouveau vecteur vitesse désiré.

Nous avons d'abord utilisé la première possibilité (un neutron, une énergie) afin de comprendre le rôle des émissions de post-scission dans la constitution du creux de blocage par des études systématiques simples. Ensuite, nous avons utilisé la deuxième possibilité (lecture du fichier issu de SIMDEC) dans les simulations pour les ajustements des creux expérimentaux, axial et planaires.

2. Etudes systématiques, calculs, ordres de grandeurs

Dans les calculs qui suivent, nous allons supposer que la fission est immédiate, c'est à dire que, du point de vue du blocage, elle se produit à l'intérieur de la zone des vibrations thermiques de la rangée cristalline. C'est en effet uniquement dans ce cas que les émissions de particules par le fragment de fission, lorsqu'elles vont se produire alors que le fragment sera hors de la zone des vibrations thermiques et qu'il ne peut plus être dévié par blocage, vont avoir une influence visible sur le creux de blocage : le remplissage du creux sera du uniquement aux émissions de post-scission. C'est dans ce cas que le remplissage du creux peut être faussement interprété par des temps de fission longs. Si la fission a lieu en dehors de la zone des vibrations thermiques, c'est elle qui participe très majoritairement au remplissage du creux, et l'émission de particule par les fragments est alors un effet négligeable.

Donc, si nous supposons que le processus de fission a lieu quasiment instantanément, en particulier à l'échelle des temps du blocage cristallin, nous voulons savoir à partir de quel temps l'émission d'un neutron par le fragment de fission a pour effet de remplir le creux de blocage. Et ensuite, quelle est l'influence de l'énergie du neutron sur cet effet ?

Nous avons fait une simple estimation par le calcul, que nous avons ensuite vérifiée par les simulations, pour le système suivant : un temps de fission suivant une loi exponentielle de durée de vie $\tau=3.10^{-20}$ s, un fragment de fission de caractéristiques : $M_f=104$, $Z_f=41$,

$E_{cf}=3800$ MeV, $V_f=8.4$ cm/ns, un neutron d'énergie cinétique 3 MeV dans le centre de masse. L'énergie de 3800 MeV correspond à l'énergie cinétique moyenne d'un fragment « avant » détecté à 5° dans le laboratoire, calculée par la systématique de Viola [78], pour une fission à énergie d'excitation nulle.

Le calcul consiste à déterminer l'angle de déflexion maximal θ_{\max} infligé au fragment, dans le référentiel du laboratoire, suite à l'émission du neutron. Celui-ci doit donc être émis à 90° dans le référentiel du centre de masse (Figure IV-12). Par conservation de la quantité de mouvement, la vitesse du fragment dans le centre de masse après l'émission est $V_{f_{CM}}=V_n/M_f$ avec V_n calculé par la formule $V=0,98 \times \sqrt{\frac{2 \times E_c}{M}}$ cm/ns, avec M en unité de masse atomique et E_c en MeV. On obtient alors $\theta_{\max}=\arctg \frac{V_{f_{CM}}}{V_f}$. Soit, pour un neutron de 3 MeV, $\theta_{\max}=0,16^\circ$.

Nous voyons alors que, si un fragment de fission est émis à $0,23^\circ$ de l'axe (il ne subit donc pas le blocage par la rangée), et qu'il se trouve dévié de sa trajectoire de $0,16^\circ$ alors qu'il est en dehors de la zone des vibrations thermiques, il va être détecté à $0,07^\circ$ de l'axe, qui est environ la valeur du rayon du creux de blocage. Le temps qu'a mis ce fragment de fission pour sortir de la zone des vibrations thermiques est de $3 \cdot 10^{-17}$ s. Donc pour des temps d'émission de neutrons supérieurs à $3 \cdot 10^{-17}$ s, le creux de blocage va être affecté. Pour un neutron de 8 MeV, $\theta_{\max}=0,26^\circ$, et le temps mis par le fragment de fission émis à $0,26^\circ+0,07^\circ$ pour sortir de la zone des vibrations thermiques est alors de $2 \cdot 10^{-17}$ s. Donc nous pouvons conclure que quelle que soit l'énergie du neutron, l'émission de celui-ci par le fragment de fission n'affecte le creux de blocage que lorsque les temps d'émission sont supérieurs à environ 10^{-17} s.

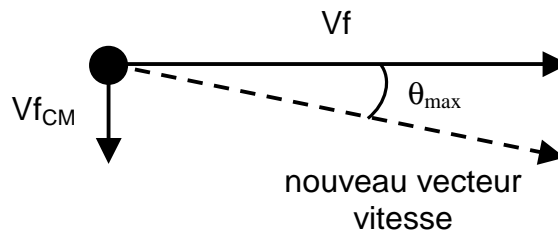


Figure IV-12 : déflexion angulaire maximale induite au fragment de fission après émission d'une particule.

Ces simples calculs sont illustrés par la simulation ($\tau_f=3 \cdot 10^{-20}$ s, émission d'un neutron de 3 MeV, épaisseur de cristal divisée par deux, non-prise en compte du facteur expérimental σ) dont les résultats, pour différents temps d'émission du neutron, sont présentés Figure IV-13. Il est clairement visible, autant sur les creux de blocage que sur l'évolution des

moyennes des cinq ou dix premiers canaux, que l'influence de l'émission du neutron n'intervient que pour des temps d'émission des neutrons supérieurs à 10^{-17} s.

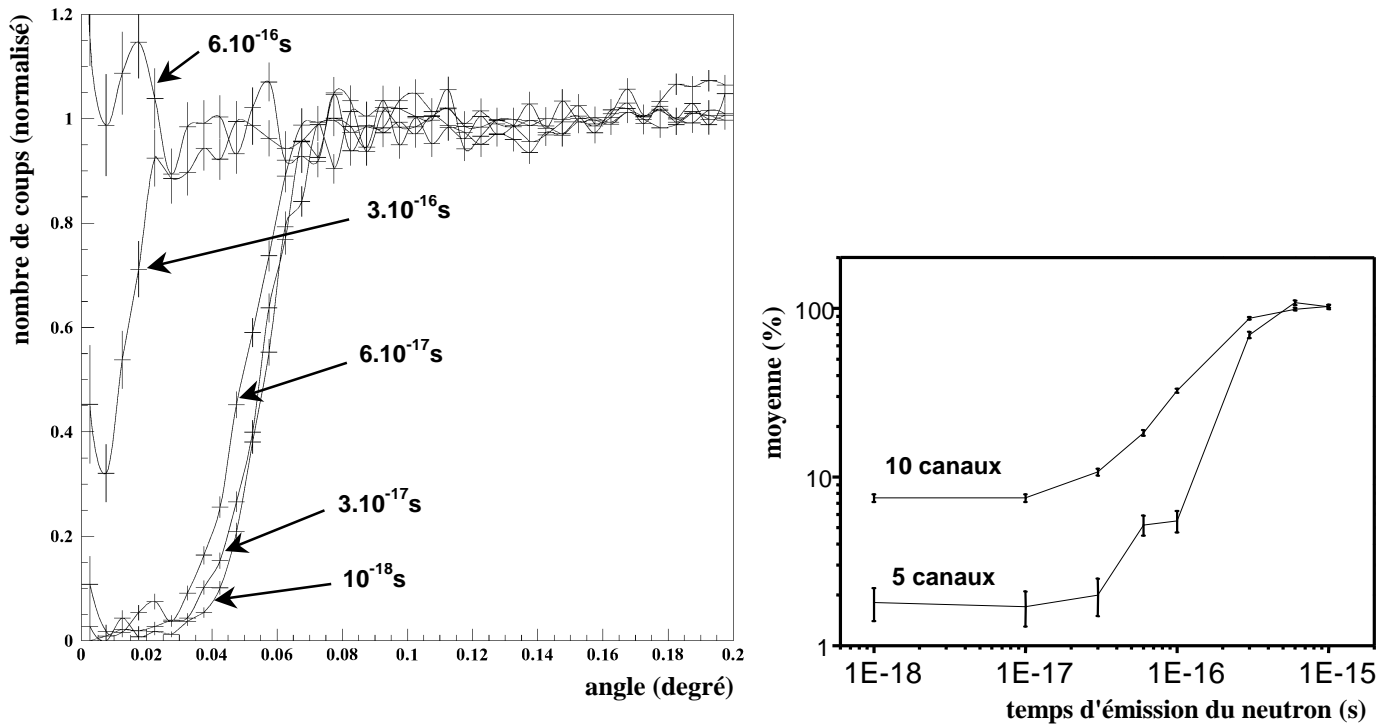


Figure IV-13 : évolution des creux de blocage en fonction du temps d'émission d'un neutron de 3 MeV, pour une fission instantanée. Les temps indiqués correspondent aux temps moyens de distributions exponentielles.

3. Simulation des émissions de post-scission

Pour l'évaluation des émissions de post-scission de notre expérience, nous avons utilisé dans nos simulations un fichier de données de chaînes de désexcitation d'un noyau de ^{104}Nb ($Z=41$), d'énergie d'excitation initiale $E^*=100$ MeV, calculées par le code statistique SIMDEC.

Nous avons d'abord modifié le paramètre de densité de niveaux du code en tentant de l'ajuster au mieux au cas particulier d'un noyau de masse 104. En effet, le paramètre de densité de niveaux a varie avec la masse A des noyaux et s'écarte parfois nettement de la valeur standard utilisée habituellement dans le code SIMDEC, qui est de $A/8$, comme indiqué sur la Figure IV-14 (partie gauche) [79]. Nous voyons qu'autour de la masse 100, a est supérieur à $A/8$, et nous l'avons estimé à $A/5,5$ pour la masse 104. C'est donc avec cette valeur du paramètre de densité de niveaux que les calculs dans SIMDEC ont été effectués pour aboutir à la constitution du fichier de désexcitation que nous avons utilisé.

La figure de droite montre plusieurs multiplicités de particules émises, par unité de temps, en fonction de leur temps d'émission, issues de SIMDEC. Nous voyons que celle-ci

est nettement sensible à une variation du paramètre de densité de niveau de la valeur $A/8$ à $A/5,5$. Pour ce dernier cas (celui qui nous concerne), la fraction de neutrons émis après 10^{-17} s vaut environ 10 % du total, ce qui correspond en moyenne à l'émission d'un neutron par fragment. De plus, parmi ces neutrons, 5% seulement ont une énergie supérieure à 3 MeV.

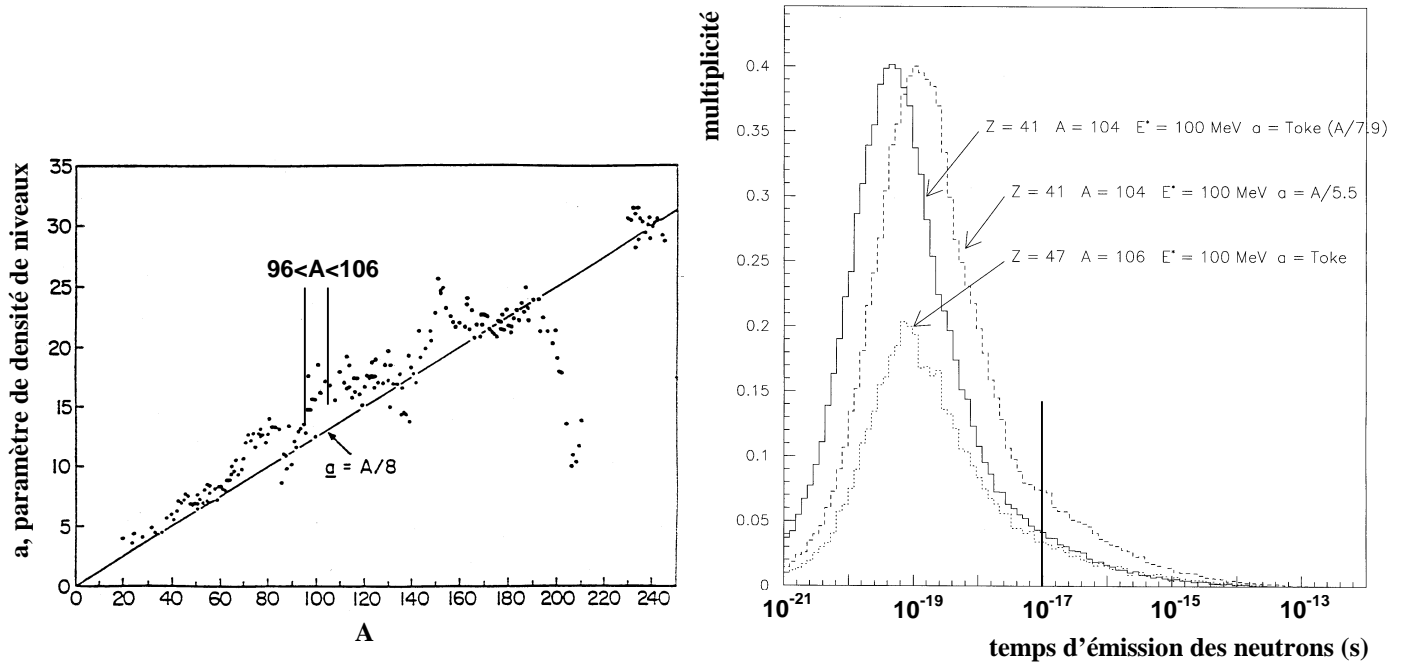


Figure IV-14 : à gauche, mesures du paramètre de densité de niveaux de noyaux en fonction de leur masse A [79]. A droite, multiplicités de particules en fonction de leur temps d'émission obtenues par le code de calcul SIMDEC, pour trois différents calculs.

a) Ajustement à forte énergie d'excitation ($E^* > 400$ MeV)

Reprenons maintenant le creux expérimental que nous avons tenté d'ajuster par une première simulation (paragraphe 1) qui ne calculait pas encore l'effet des émissions de post-scission. Ce creux de blocage (fragments avant, sélection de $Z_1 + Z_2 = 80$ à 84 , $E^* > 400$ MeV) est dorénavant notre « référence » pour les temps de fission. Pour trouver un ajustement de ce creux par la simulation, nous considérons que les temps de fission sont connus (ils sont nuls du point de vue du blocage cristallin), et nous n'avons à faire varier qu'un seul paramètre : la quantité d'émissions de post-scission à des temps supérieurs à 10^{-17} s. Nous ne ferons varier ce paramètre par rapport à la valeur correspondant au fichier de désintégration décrit précédemment, si bien sûr cela devient nécessaire, que dans un intervalle correspondant aux incertitudes du code de calcul SIMDEC.

Nous allons donc utiliser la même simulation qu'au paragraphe 1 (Figure IV-11), en incluant cette fois-ci la lecture du fichier de particules de post-scission. Cette lecture ne se fait pas systématiquement à partir de l'état initial ($A=104$, $Z=41$, $E^*_{\text{frag}}=100$ MeV), mais de façon aléatoire sur les deux ou trois premiers états de désexcitation, afin d'introduire une

distribution, plus réaliste, de l'état d'excitation initial du fragment de fission. Dans ce cas, l'énergie d'excitation initiale est d'environ 90 MeV. De plus, nous avons dû modifier un paramètre de la simulation afin de l'adapter à l'introduction des émissions de post-scission : il s'agit de l'angle d'ouverture du cône d'émission du fragment autour de l'axe $\langle 110 \rangle$. Sa valeur précédente était de $0,4^\circ$. Maintenant, chaque fragment de la simulation va émettre une dizaine de particules, des neutrons principalement, mais aussi quelques particules alpha, en début de chaîne, dans environ 10 % des cas. Pour tenir compte de l'effet des fragments émis à grand angle, puis ramenés dans la direction de l'axe par une succession d'émissions de particules, nous avons ouvert le cône jusqu'à $1,2^\circ$. En effet, un fragment émis à $0,8^\circ$ qui émet tout de suite un alpha de 12 MeV, peut se retrouver à $0,1^\circ$ de l'axe ($\theta_{\max}=0,7^\circ$) et émettre un neutron après 10^{-17} s qui le ramènerait définitivement à l'intérieur du creux de blocage.

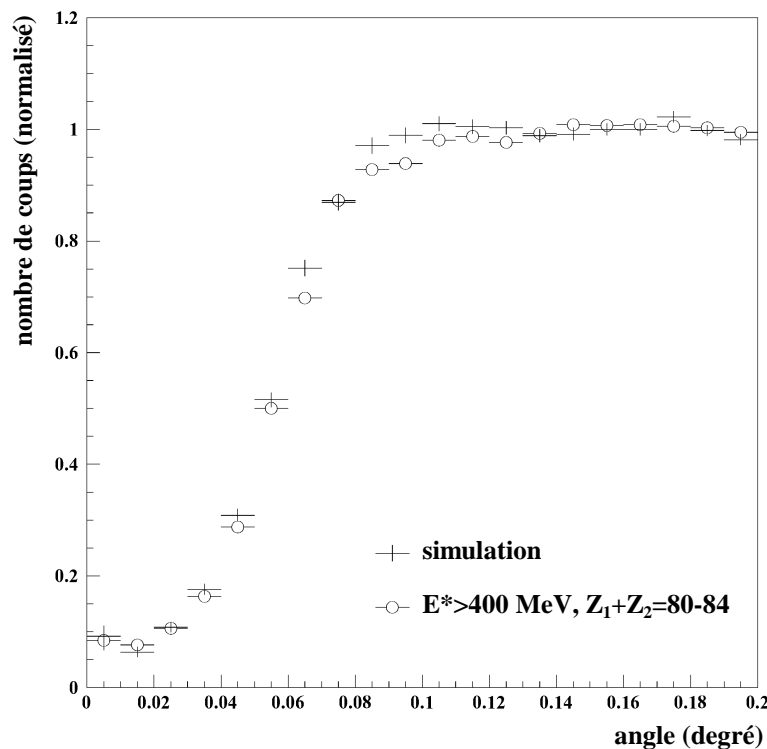


Figure IV-15 : comparaison des données expérimentales (ronds) de temps de fission supposés inférieurs à notre sensibilité avec une simulation de temps de fission $\tau=10^{-19}$ s et tenant compte des émissions de post-scission.

Simulation :

- Temps de fission suivant une loi exponentielle de durée de vie $\tau=10^{-19}$ s
- Charge et masse du fragment $Q_f=Z_f=41$ et $M_f=104$
- Energie cinétique du fragment $E_{cf}=3200$ MeV (fragment avant) en moyenne après la dernière émission de post-scission

- Cône d'émission du fragment : demi angle de $1,2^\circ$.
- Energie d'excitation initiale moyenne du fragment : 90 MeV
- Epaisseur de cristal traversée, à partir du recul du plomb, variable de 0 à $14,5\ \mu\text{m}$.
- Facteur expérimental $\sigma=0,40\ \text{mm}$

La comparaison de cette nouvelle simulation avec notre creux de blocage de référence (fragments avant, aucune sélection en Z, $E^*>400\ \text{MeV}$) est présentée Figure IV-15. Nous obtenons maintenant un accord tout à fait satisfaisant (un calcul de χ^2 sur les six premiers canaux donne une valeur inférieure à 6), et nous conserverons donc cette quantité d'émissions de post-scissions pour les simulations des fortes énergies d'excitation.

b) Ajustement à faible énergie d'excitation ($E^*<300\ \text{MeV}$)

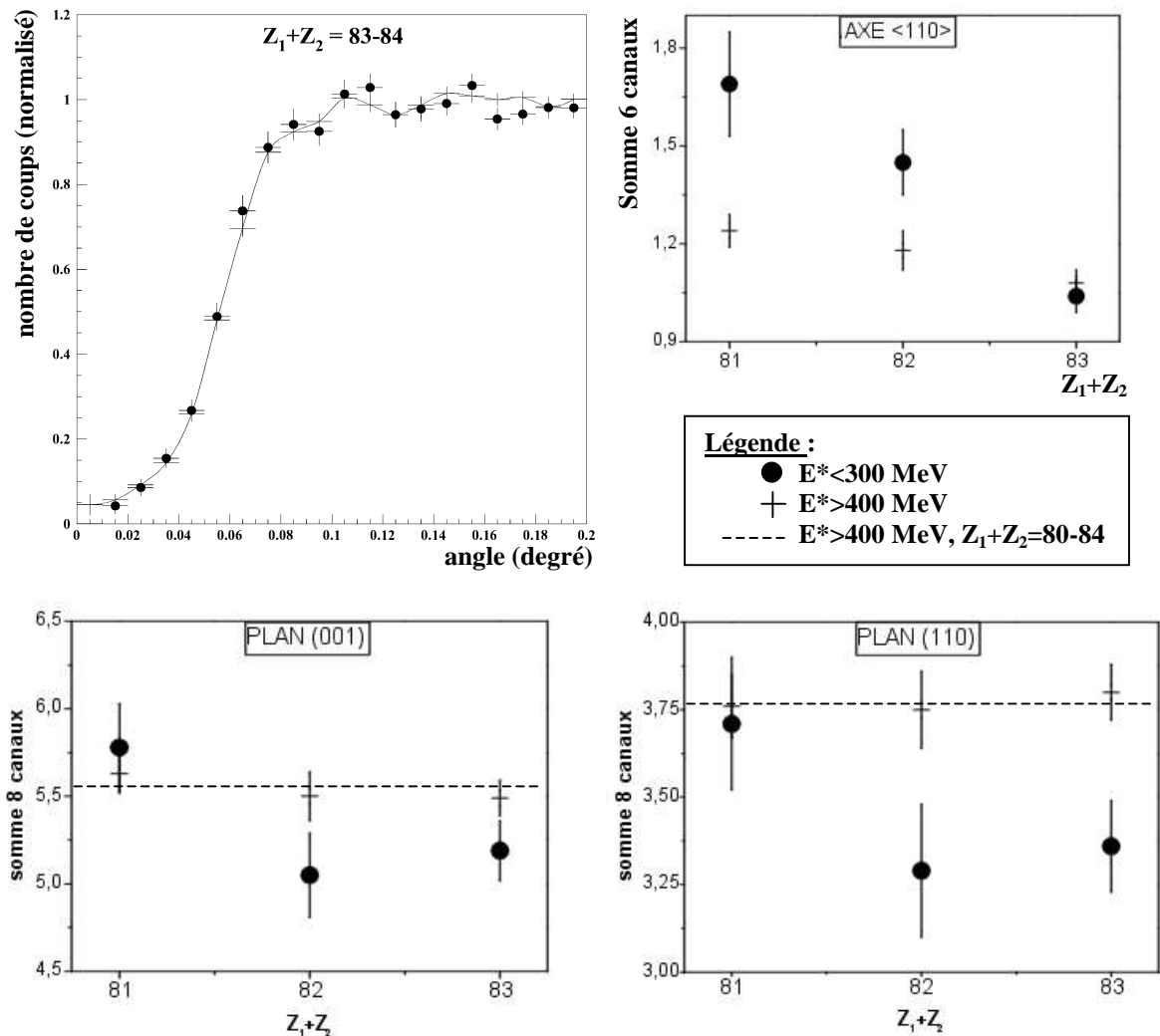


Figure IV-16 : rappel des résultats expérimentaux obtenus dans l'axe et dans les plans. Evolution des creux de blocage en fonction de la sélection en Z (80-81, 82 et 83-84).

A faible énergie d'excitation, les résultats expérimentaux (figures III-13 et III-16, que nous rappelons ici, pour l'essentiel, Figure IV-16) nous disent deux choses : il y a apparition de temps de fission dans notre fenêtre de sensibilité (entre $3 \cdot 10^{-19}$ et 10^{-16} s) et l'influence des émissions de post-scission y est plus faible qu'à forte énergie d'excitation ($E^* > 400$ MeV). Le premier point est d'autant plus visible, à la fois dans l'axe et dans les plans par une augmentation du fond du creux (somme de 6 ou 8 canaux), que la sélection en Z diminue, de $Z=83-84$ à $Z=80-81$. Le deuxième point, lui, est uniquement visible dans les résultats planaires, où la sensibilité aux émissions de post-scission est beaucoup plus forte que dans l'axe, avec un fond de creux plus faible pour $E^* < 300$ MeV que pour la sélection $E^* > 400$ MeV.

Compte tenu de ces résultats, nous voulons maintenant déterminer la quantité d'émissions de post-scission après 10^{-17} s caractéristique des faibles énergies d'excitation. Nous allons donc ajuster, à l'aide des simulations, l'écart entre les fonds de creux planaires (somme sur 8 canaux) des sélections $E^* > 400$ MeV et $E^* < 300$ MeV. Mais cela n'est possible qu'à condition de pouvoir négliger l'influence des temps de fission sur les creux de blocage. C'est l'hypothèse que nous allons faire en faisant l'ajustement des données expérimentales des plans, pour la sélection $Z=83-84$, pour laquelle aucune différence n'est visible entre les creux de blocage de l'axe $\langle 110 \rangle$ (sensible uniquement aux temps de fission et pas aux émissions de post-scission) à $E^* > 400$ MeV et $E^* < 300$ MeV (voir Figure IV-16).

La simulation des événements de faible énergie d'excitation est un peu différente de celle correspondant aux fortes énergies d'excitation, et utilisée jusqu'à présent. En effet le couple (E_{cf}, Z_f) le plus probable dans la distribution expérimentale des fragments « avant » récoltés dans le détecteur T1 est maintenant (3350 MeV, 42). De plus, la lecture du fichier de post-scission s'effectue à partir d'une énergie d'excitation initiale en moyenne de 25 MeV au lieu de 90 MeV précédemment, et l'angle d'ouverture du cône d'émission des fragments à l'instant de la fission est diminué à $0,8^\circ$, puisque le nombre de particules que chaque fragment va maintenant évaporer est plus faible : de l'ordre de 2 ou 3, à la place d'une dizaine précédemment.

Simulation :

- Temps de fission suivant une loi exponentielle de durée de vie $\tau = 10^{-19}$ s
- Charge et masse du fragment $Q_f = Z_f = 42$ et $M_f = 98$
- Energie cinétique du fragment $E_{cf} = 3350$ MeV (fragment avant) en moyenne après la dernière émission de post-scission
- Cône d'émission du fragment : demi angle de $0,8^\circ$.
- Energie d'excitation initiale moyenne du fragment : 25 MeV

- Epaisseur de cristal traversée, à partir du recul du plomb, variable de 0 à 14,5 μm .
- Facteur expérimental $\sigma=0,40$ mm

	plan (001)		plan (110)	
	Données Z=83-84	Simulation (chiffres normalisés)	Données Z=83-84	Simulation (chiffres normalisés)
$E^*>400$ MeV	$5,49 \pm 0,10$	$5,54 \pm 0,08$	$3,80 \pm 0,08$	$3,77 \pm 0,07$
$E^*<300$ MeV	$5,19 \pm 0,17$	$4,93 \pm 0,07$	$3,36 \pm 0,13$	$3,32 \pm 0,06$

Tableau IV-1 : comparaison des données expérimentales planaires (somme de 8 canaux au fond du creux) pour la sélection Z=83-84 avec les simulations correspondantes (temps de fission nuls du point de vue du blocage cristallin) à forte énergie d'excitation (1 neutron de post-scission par fragment émis après 10^{-17} s) et à faible énergie d'excitation (0,3 neutron de post-scission par fragment émis après 10^{-17} s). Les chiffres issus des simulations sont normalisés sur la sélection $E^*>400$ MeV et Z=80-84 des données expérimentales planaires.

Cette simulation, puisqu'elle utilise le même fichier d'évaporation, comporte exactement la même quantité d'émissions de post-scission après 10^{-17} s que la simulation précédente où l'énergie d'excitation initiale moyenne du fragment était de 90 MeV. Les calculs de somme sur 8 canaux des deux creux planaires donnent donc évidemment les mêmes résultats que la simulation précédente. En diminuant la quantité d'émissions de post-scissions critique pour le creux de blocage en faisant passer un certain nombre d'entre elles sous le seuil des 10^{-17} s, nous arrivons à retrouver l'écart expérimental pour la valeur de 0,3 neutrons par fragment de fission, émis après 10^{-17} s (Tableau IV-1).

Remarque : les valeurs des creux planaires expérimentaux et simulés ne correspondent pas à forte énergie d'excitation, alors que l'ajustement est parfait dans l'axe. Cela est dû essentiellement à des problèmes de reconstitution de l'image de blocage expérimentale, où l'on s'est aperçu, par exemple, que des secteurs 25 pistes situés en bordure de détecteur avaient des gains plus importants que les autres secteurs, et donc que le taux de comptage dans ces zones du détecteur était plus élevé qu'ailleurs (Figure IV-17). Nous voyons en effet que le plateau de part et d'autre du creux planaire expérimental est, de ce fait, très difficile à définir. Par conséquent, l'étape de normalisation du creux est impossible, de même que la comparaison des valeurs des creux expérimentaux et simulés de façon absolue. Mais comme nous sommes seulement intéressés par l'ajustement de l'écart expérimental entre les valeurs du creux à $E^*>400$ MeV et $E^*<300$ MeV, nous avons fait correspondre la valeur du creux obtenue dans la simulation des fortes énergies d'excitation à la valeur expérimentale pour $E^*>400$ MeV et $Z_1+Z_2=80$ à 84 (valeur indiquée en pointillé sur la Figure IV-16), pour

diminuer son erreur statistique (cette valeur est de toute façon constante quelque soit la sélection en Z).

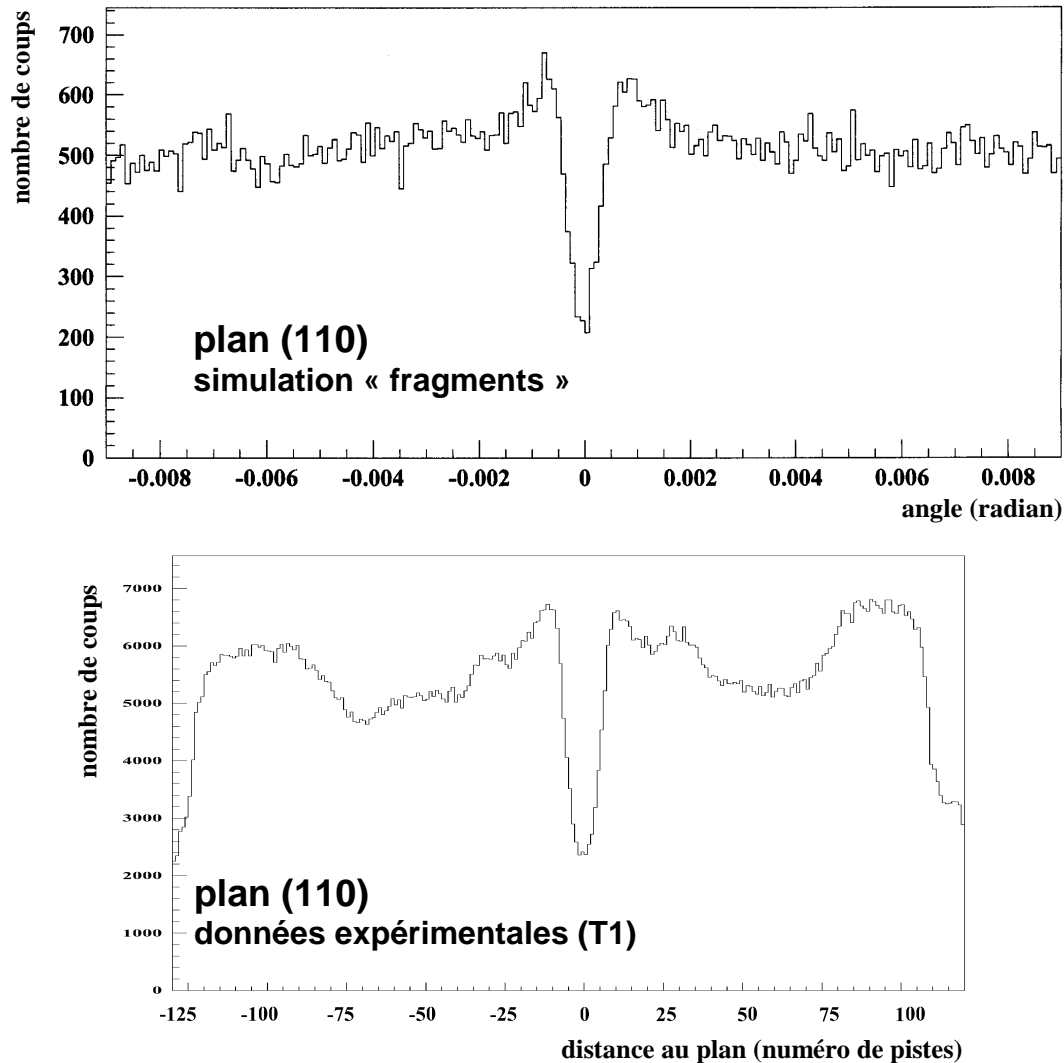


Figure IV-17 : comparaison des projections de l'image de blocage des fragments de fission simulée (en haut) et expérimentale (en bas) mettant en évidence le creux de blocage par le plan (110). Nous voyons nettement la difficulté de définir un plateau pour la projection expérimentale, ce qui implique qu'une comparaison uniquement relative va pouvoir être faite entre simulation et expérience. Pour indication, 0,006 radian correspond à 100 pistes sur le détecteur T1.

4. Extraction des temps de fission

Après avoir déterminé le paramètre des émissions de post-scissions pour les faibles énergies d'excitation, il ne nous reste plus maintenant qu'un dernier paramètre à évaluer pour ajuster les données expérimentales (creux de blocage axial et planaires pour les trois sélections en Z) pour $E^* < 300$ MeV : le temps de fission des noyaux de plomb.

En fait, comme nous l'avons déjà vu en introduction de ce chapitre, la forme inconnue de la distribution du temps de fission vient rajouter un paramètre supplémentaire au problème. Il n'est en effet plus possible, dans les collisions d'ions lourds à fortes énergies d'excitation pour lesquelles une multitude d'embranchements sont susceptibles de mener différemment à la fission, d'interpréter le creux de blocage à l'aide d'une simple loi de distribution des temps de fission exponentielle, de temps de vie τ donné [42].

Nous allons donc tout d'abord tenter d'évaluer, en s'appuyant sur les données expérimentales, une forme (grossière) de la distribution des temps de fission. Cette forme étant fixée, nous pourrions extraire ensuite le pourcentage de cette distribution qui se situe dans la fenêtre de sensibilité du blocage cristallin de notre expérience, qui rappelons-le est comprise entre $3 \cdot 10^{-19}$ s et 10^{-16} s.

a) Choix de la forme de la distribution du temps de fission

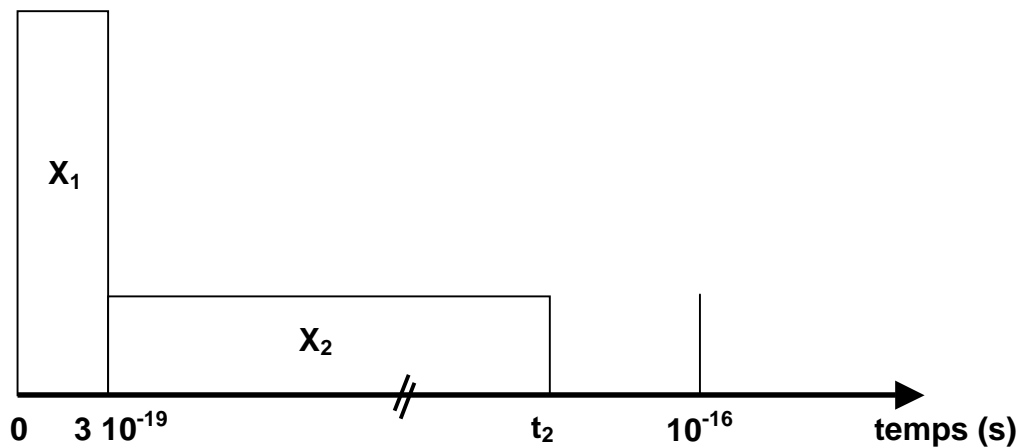


Figure IV-18 : distribution des temps de fission, choisie dans les simulations, en deux composantes : une de temps courts entre 0 et $3 \cdot 10^{-19}$ s, et une de temps longs entre $3 \cdot 10^{-19}$ s et un temps t_2 qui reste à déterminer.

Nous avons choisi une loi simple de distribution des temps de fission, afin de minimiser le nombre de paramètres et de garder le plus possible la possibilité de raisonner physiquement avec le blocage cristallin. Cette loi est une distribution en deux composantes uniformes dont nous fixons les poids respectifs. La première composante, dite « de temps courts », de poids x_1 , correspond aux temps nuls du point de vue du blocage cristallin : c'est une distribution uniforme des temps entre 0 et $3 \cdot 10^{-19}$ s (nous aurions pu prendre également une distribution du type « delta » à un temps donné inférieur à $3 \cdot 10^{-19}$ s, la forme de la distribution à temps courts n'a pas d'intérêt dans nos simulations). La deuxième composante, dite « de temps longs », de poids x_2 , s'étend uniformément de $3 \cdot 10^{-19}$ s au temps t_2 (Figure IV-18). Bien entendu, $x_1 + x_2 = 1$. L'analyse qui va suivre s'inspire donc très largement de l'analyse des expériences de blocage par Andersen et al. [42] sur la fission induite par ions lourds. Les creux de blocage y étaient analysés à l'aide de poids attribués à deux composantes

de temps : une à un temps plus court que leur limite inférieure de sensibilité, et une à un temps plus long que leur limite supérieure.

Nous allons maintenant caractériser la distribution que nous venons de choisir, c'est à dire en fait que nous allons évaluer la valeur du temps t_2 . Pour cela nous allons nous aider des résultats expérimentaux, de l'axe $\langle 110 \rangle$ et ensuite du plan (110) tout particulièrement.

b) Informations expérimentales sur la borne supérieure de la distribution des temps de fission.

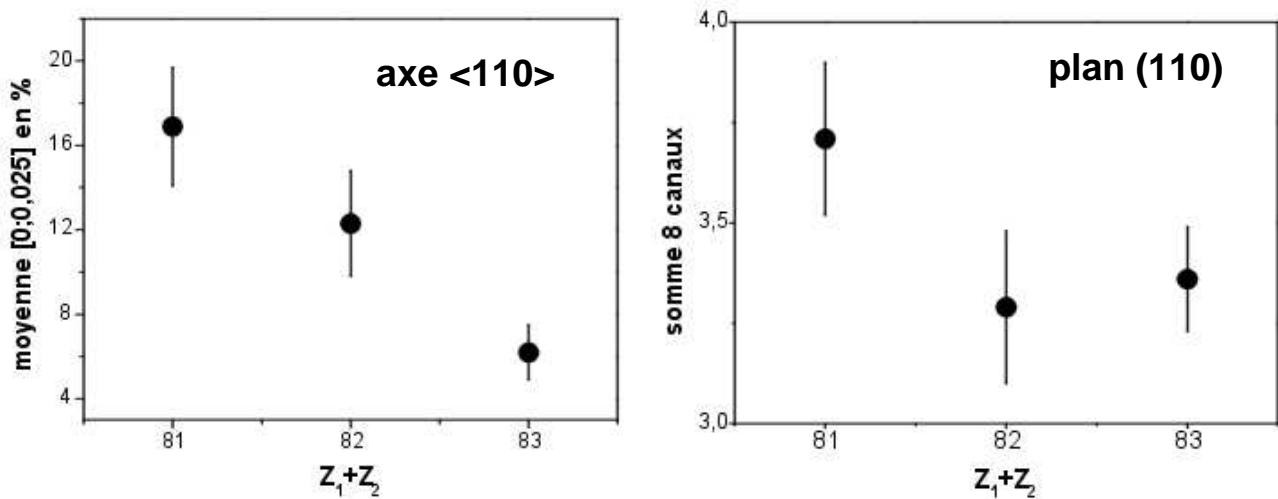


Figure IV-19 : évolution, pour la sélection $E^* < 300$ MeV, du creux axial pris entre 0 et $0,025^\circ$ (moyenne exprimée en pour-cent) et du creux planaire (110) (somme de 8 canaux pris au fond du creux), en fonction de la sélection en Z (80-81, 82 et 83-84). La sélection $E^* > 400$ MeV donne des résultats constants en fonction de Z : environ 9 % dans l'axe, et 3,80 pour la somme dans le plan.

Les résultats expérimentaux présentés au chapitre précédent montrent une évolution indiscutable, car visible à la fois dans l'axe $\langle 110 \rangle$ et dans les deux plans (001) et (110), des creux de blocage lorsque la sélection en Z diminue, de 83-84 à 80-81, pour des énergies d'excitation inférieures à 300 MeV. Cette évolution indique qu'une partie de la distribution des temps de fission des quasi-projectiles sélectionnés est présente dans l'intervalle de temps $]3 \cdot 10^{-19} \text{ s} ; 10^{-16} \text{ s}]$, fenêtre de sensibilité de notre expérience. Nous voulons maintenant aller plus loin et déduire de ces résultats l'étalement approximatif de cette distribution : est-elle concentrée avant 10^{-18} s , ou bien atteint-elle dans des proportions non négligeables des temps plus longs ? Or, il se trouve que nous avons établi au paragraphe D-1-c de ce chapitre, grâce aux simulations, qu'une évolution du creux axial entre 0 et $0,025^\circ$ est la preuve de l'existence de temps de vie de fission nettement supérieurs à 10^{-18} s , et celle du creux planaire (110), de l'existence de temps de vie de fission nettement supérieurs à 10^{-17} s . La Figure IV-19 montre, pour l'axe et pour le plan, ces évolutions en fonction de la sélection en Z (80-81, 82 et 83-84), pour $E^* < 300$ MeV. Pour l'axe, nous avons calculé la moyenne des coups normalisés compris entre 0 et $0,025^\circ$, et pour le plan, nous montrons l'évolution, déjà obtenue, de la somme de 8

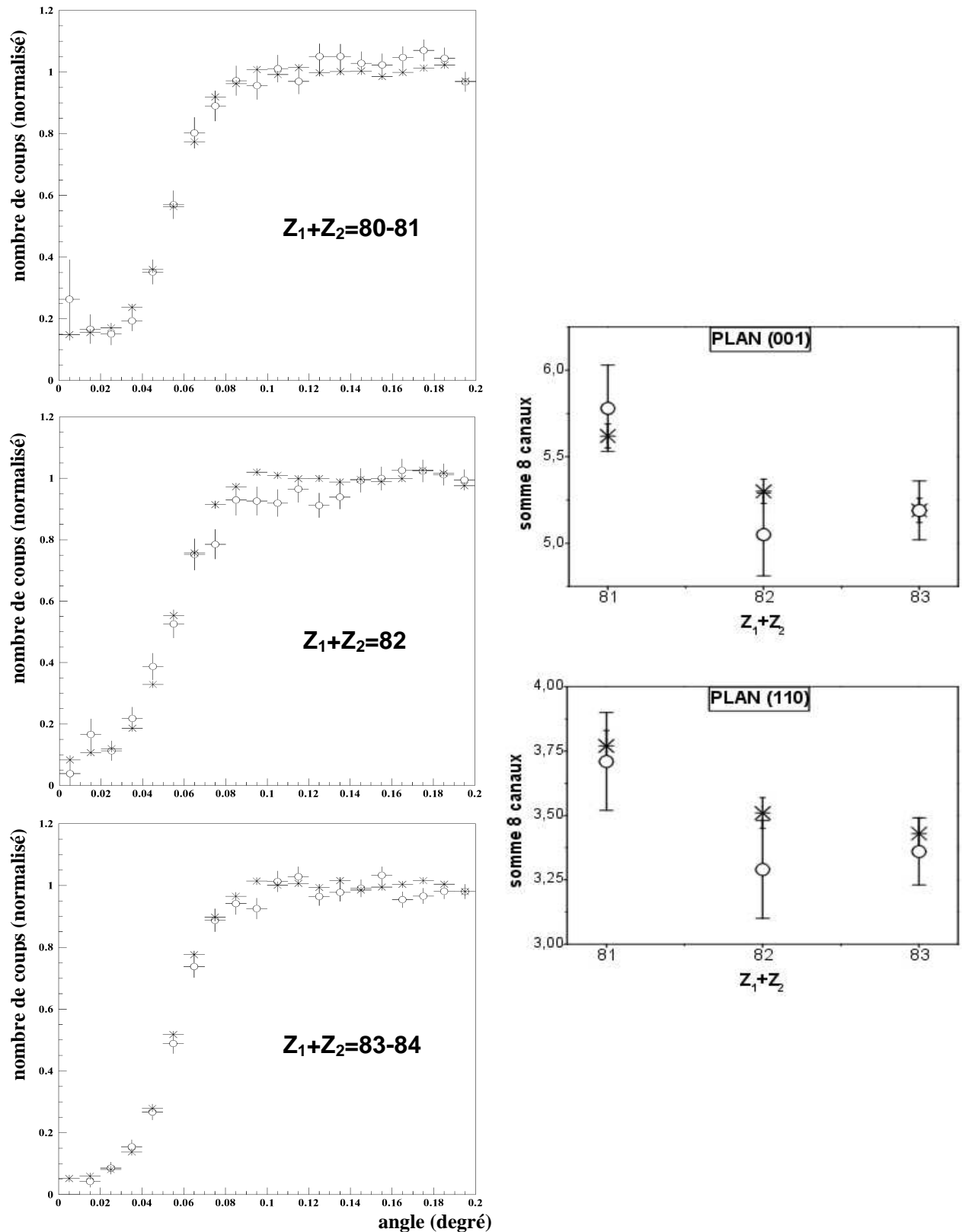


Figure IV-20 : meilleur ajustement obtenu des résultats expérimentaux (ronds blancs) par trois simulations (étoiles) de composante de temps longs de poids différents. Ce poids est de 13% pour l'ajustement de la sélection $Z=80-81$, 10% pour $Z=82$ et 4% pour $Z=83-84$.

canaux pris au fond du creux planaire. Nous voyons clairement que le creux axial se remplit progressivement, lorsque la sélection en Z diminue, c'est à dire que la proportion de temps bien supérieurs à 10^{-18} s augmente. Le résultat planaire indique que des composantes de temps de vie τ supérieurs à 10^{-17} s sont présentes dans la distribution des temps de fission pour la sélection $Z=80-81$.

Compte-tenu de ces résultats, nous devons maintenant choisir définitivement une valeur pour la borne supérieure de la composante de temps longs dans la distribution des temps de fission, que nous allons utiliser ensuite pour l'ajustement des creux de blocage expérimentaux. Cette borne doit être nettement supérieure à 10^{-17} s et inférieure à 10^{-16} s, limite de notre sensibilité au blocage. Nous avons choisi 10^{-16} s afin de couvrir l'intégralité de notre fenêtre de sensibilité.

c) Evaluation des poids de la composante de temps longs

Nous avons déterminé le meilleur ajustement de l'ensemble des creux de blocage (axe $\langle 110 \rangle$, plans (110) et (001)), pour $E^* < 300$ MeV et pour les trois sélections en Z , en attribuant un poids à la composante de temps longs de la distribution des temps de fission que nous avons choisie. Les résultats sont présentés Figure IV-20. Nous trouvons les valeurs suivantes : $(13 \pm 2)\%$ pour $Z=80-81$, $(10 \pm 2)\%$ pour $Z=82$ et $(4 \pm 2)\%$ pour $Z=83-84$. Ces valeurs correspondent au meilleur ajustement obtenu par variation du pourcentage de la composante de temps longs et déterminé par calcul de χ^2 . Les calculs et l'estimation de l'erreur sont faits par MINUIT [80].

D. Discussions, conclusions

1. Les temps de fission

Discutons maintenant des résultats que nous venons d'obtenir. Pour commencer, comparons-les aux mesures antérieures obtenues pour la fission du noyau de plomb. En ce qui concerne les mesures par blocage cristallin, Andersen et al. en 1976 [42] et Foster et al. en 1987 [44] donnaient, pour des noyaux composés ^{200}Pb , des poids de composante de temps longs, respectivement de 18% à $E^*=65$ MeV et de 10% à 20% pour $E^*=55-85$ MeV, pour une composante de temps longs située à des temps supérieurs à 10^{-16} s et $3 \cdot 10^{-17}$ s, respectivement. Ces expériences étaient des expériences de fusion-fission, avec création d'un noyau composé de $Z=82$. Même si les conditions initiales (en moment angulaire, en masse) ne sont pas parfaitement identiques à notre expérience, et que notre sélection en énergie d'excitation est très large ($E^* < 300$ MeV), nous pouvons quand même conclure que nos résultats ne sont pas en contradiction avec les résultats des expériences de blocage précédentes, et pourraient même les confirmer si la statistique était meilleure.

Dans le cas des mesures de multiplicités de neutrons de pré-scission, les temps moyens de fission déduits sont, en comparaison des expériences de blocage, très courts : pour le cas du plomb, obtenu par fusion-fission, la nouvelle analyse des données de Hinde faite par Siwek-Wilczynska [81] donne un temps moyen de fission $\tau_f = (2 \pm 1) \times 10^{-19}$ s pour $E^* = 240$ MeV. L'auteur souligne également les incertitudes liées aux modèles employés pour analyser les données des neutrons de pré-scission, et à l'impossibilité de mesurer les composantes à longs temps de vie qui déterminent définitivement la valeur moyenne de la distribution. C'est ce qui a été montré au chapitre I, où les distributions de temps d'émission de neutrons ne recouvrent pas intégralement la distribution des temps de fission. Ces arguments sont donc en faveur de temps de vie de fission plus longs que 10^{-19} s environ. Mais même si le temps donné par Siwek-Wilczynska, à $E^* = 240$ MeV, est juste, ce résultat n'est toujours pas incompatible avec nos mesures. En effet, on peut imaginer une dépendance des temps en fonction de l'énergie d'excitation, avec des temps de fission bien plus courts à 250 MeV qu'à 100 MeV. Une telle dépendance des temps de fission avec l'énergie d'excitation a été observée pour le cas de l'uranium [6], par blocage cristallin. Le poids de la composante de temps longs était décroissant avec l'énergie d'excitation, allant de 20% pour $E^* = 60$ MeV à 0% pour $E^* = 250$ MeV, ce qui correspondait donc à des temps inférieurs à 10^{-19} s, limite de sensibilité de l'expérience. Dans notre expérience, la sélection $E^* < 300$ MeV révèle des composantes de temps longs, et aucune à $E^* > 400$ MeV. Si l'on prend en compte les résultats antérieurs obtenus par blocage sur les temps de fission du plomb à $E^* < 100$ MeV, il semblerait que l'évolution des temps de fission en fonction de l'énergie d'excitation soit sensiblement équivalente pour l'uranium et le plomb. Seul le manque de statistique de notre expérience nous empêche de confirmer davantage vers les faibles énergies d'excitation.

2. L'évolution en Z

Il est important maintenant de commenter l'effet inattendu de l'évolution des temps de fission en fonction du numéro atomique du noyau fissionnant. Cet effet n'a pas été observé dans l'expérience de blocage uranium sur silicium basée exactement sur le même principe : les creux de blocage n'évoluaient pas en fonction de Z. Ici, la comparaison des sélections $Z = 80-81$ et $Z = 83-84$ met en évidence un effet indiscutable sur les creux de blocage, qui est le remplissage du creux à $E^* < 300$ MeV pour la sélection $Z = 80-81$. Des simulations de voies de désexcitation du noyau sont en cours pour tenter d'expliquer en détail cet effet [68]. Décrivons quand même l'idée qui apparaît pour l'instant. Nous avons vu que le maximum de la distribution en Z est situé à 83. Ces événements sont majoritaires et donnent des temps de fission courts. Imaginons maintenant qu'une particule chargée (proton) soit évaporée par le noyau de numéro atomique $Z = 83$, et emporte une quantité suffisante d'énergie pour faire chuter l'énergie d'excitation du nouveau noyau ($Z = 82$). Ce refroidissement brutal peut ralentir l'évolution du noyau vers la fission et donc donner des temps de fission plus longs pour la

sélection $Z=82$. On parle de « side feeding » : la sélection majoritaire $Z=83$ vient approvisionner $Z=82$ suite à une émission de particule chargée. De même pour $Z=81$, l'émission d'une deuxième particule chargée, cette fois-ci par le noyau de numéro atomique $Z=82$, donnerait une fission du noyau $Z=81$ à des temps encore plus longs. De plus si l'émission de particules chargées se révèle être la bonne explication, le phénomène devra être tout particulièrement pris en compte dans les projets d'expériences de mesure de temps de fission de noyaux superlourds par blocage cristallin, où il s'agit justement d'évolutions en fonction du Z qui veulent être prouvées, mais pour des raisons de restauration de barrière de fission d'après le modèle en couche.

3. Les émissions de post-scissions

Deux analyses ont été poussées dans ce travail, et pour la première fois dans une expérience de blocage cristallin : l'analyse des émissions de post-scission et l'analyse des creux de blocage planaires. Ces deux aspects de l'analyse sont en fait liés, l'analyse planaire servant à quantifier l'influence des émissions de post-scission. Celles-ci doivent absolument être prises en compte dans une expérience de blocage. Elles se sont avérées être plus influentes sur les creux de blocage à fortes énergies d'excitation ($E^*>400$ MeV) qu'à plus faibles ($E^*<300$ MeV). La justification précise de ce fait n'a pas encore été donnée mais devrait l'être prochainement à l'aide de simulation relativement réalistes des voies typiques de désexcitation de fragments résultant de la fission d'un noyau de forte énergie d'excitation ou de plus faible. Les premiers éléments que nous possédons sont qu'il peut exister, dans la désexcitation d'un fragment d'énergie d'excitation $E^*_{\text{frag}}=50$ MeV ou $E^*_{\text{frag}}=25$ MeV, des différences d'un facteur deux dans le nombre de neutrons émis par le fragment en fin de chaîne de désexcitation (après 10^{-17} s), d'après le code statistique d'évaporation SIMDEC [77].

La quantité d'émissions de post-scission, qu'il a été nécessaire d'introduire dans nos simulations des creux de blocage pour l'ajustement du creux de référence donné par la sélection $E^*>400$ MeV, est relativement forte : environ un neutron émis après 10^{-17} s par fragment de fission, d'après le code d'évaporation SIMDEC pour un paramètre de densité de niveaux $a=(A/5.5)$. Cette valeur choisie pour le paramètre de densité de niveaux, inspirée de données relatives à des noyaux de masse $A\sim 100$, est certainement exagérée mais, répétons le, est nécessaire pour la reproduction du creux de blocage à $E^*>400$ MeV, pour lequel aucun temps de fission n'est attendu dans notre fenêtre de sensibilité ($3 \cdot 10^{-19}$ s- 10^{-16} s). Peut être existe-t-il à ces énergies d'excitation des phénomènes autres que la simple évaporation de neutron, dont le code SIMDEC ne tient pas compte, et dont les effets sur le creux de blocage seraient forts, nous obligeant à nous écarter d'une simulation réaliste de l'évaporation des fragments. Mais peu importe la description exacte du phénomène sous-jacent, ses effets sur les creux de blocage ont été quantifiés.

Conclusion

Le but de ce travail était la reconstitution, puis l'étude et l'interprétation des creux de blocage de fragments de fission en fonction de l'énergie d'excitation initiale de quasi-projectiles de plomb, issus de l'expérience menée au GANIL, avec le détecteur de neutrons ORION.

Les résultats qui ont été obtenus, pour l'axe $\langle 110 \rangle$ et les plans (001) et (110), montrent un remplissage des creux de blocage pour la sélection $E^* < 300$ MeV, lorsque la sélection en Z du noyau ayant fissionné diminue de $Z=83-84$ à $Z=80-81$. La particularité voulue de la disposition du cristal par rapport à la direction du faisceau permet d'augmenter la limite inférieure de sensibilité dans le blocage du plan (110), et de déduire du remplissage du creux de ce plan que des temps de fission supérieurs à 10^{-17} s sont apparus de façon non négligeable dans notre expérience.

L'interprétation des creux de blocage nécessita plusieurs étapes successives. Nous avons utilisé un programme de type Monte-Carlo de calcul complet des trajectoires des ions (sans approximation du potentiel continu) dans le cristal de silicium. Tout d'abord l'analyse des creux issus de la diffusion élastique des projectiles, par cette simulation, permet d'évaluer la contribution de la taille du faisceau au remplissage des creux de blocage. Ensuite, l'étude des émissions de post-scission par les fragments, leur prise en compte dans les simulations de trajectoires, et la confrontation avec les résultats expérimentaux planaires, ont abouti à une évaluation de leur influence sur les creux de blocage différente aux fortes énergies d'excitation ($E^* > 400$ MeV) et aux plus faibles ($E^* < 300$ MeV). Enfin, les simulations ont évalué le poids de la composante de temps longs dans la distribution des temps de fission correspondant au remplissage des creux de blocage à $E^* < 300$ MeV, donnant $(13 \pm 2)\%$, $(10 \pm 2)\%$ et $(4 \pm 2)\%$, respectivement pour les sélections $Z=80-81$, 82 et 83-84, et pour une forme arbitrairement choisie de la distribution des temps de fission. Cette composante de temps longs est une distribution uniforme des temps de fission dans l'intervalle de sensibilité de notre expérience de blocage : $]3.10^{-19}\text{s}, 10^{-16}\text{s}[$. La composante de temps courts est située à des temps inférieurs à 3.10^{-19}s .

Pour la première fois dans une expérience de blocage cristallin, les émissions de post-scission et leur influence sur les creux ont été étudiés de façon approfondie, puis simulés à l'aide de données de chaînes de désintégration typiques de fragments par le code d'évaporation SIMDEC. De même, les creux de blocage planaires ont pu être exploités. Ils viennent d'une part confirmer les résultats de l'axe $\langle 110 \rangle$ en ce qui concerne l'évolution à faible énergie d'excitation, et d'autre part ils permettent, par leur grande sensibilité aux émissions de post-scission, de quantifier cet effet de façon empirique, et non d'après des suppositions théoriques.

Maintenant, un travail important reste à venir pour préciser les scénarios physiques pouvant expliquer nos résultats, et tout particulièrement l'évolution des temps de fission en fonction du numéro atomique du noyau ayant fissionné. Ces composantes de temps longs vont également être interprétées en terme de coefficient de friction des noyaux de plomb ou des noyaux voisins [68], quantifiant ainsi les effets de dissipation nucléaire dans ces noyaux.

Annexe

Résultats de l'analyse des plans (111) :

A. Résultats expérimentaux

Comme pour la totalité des résultats expérimentaux présentés précédemment, concernant les creux de blocage des fragments de fission (figure III-13 pour l'axe $\langle 110 \rangle$ et III-16 et III-17 pour les plans (110) et (001)), nous avons analysé, dans les plans (111), les données des fragments de fission « avant », pour les sélections $Z_1+Z_2=80-81$, 82 et 83-84 et pour les deux cas $E^*<300$ MeV et $E^*>400$ MeV.

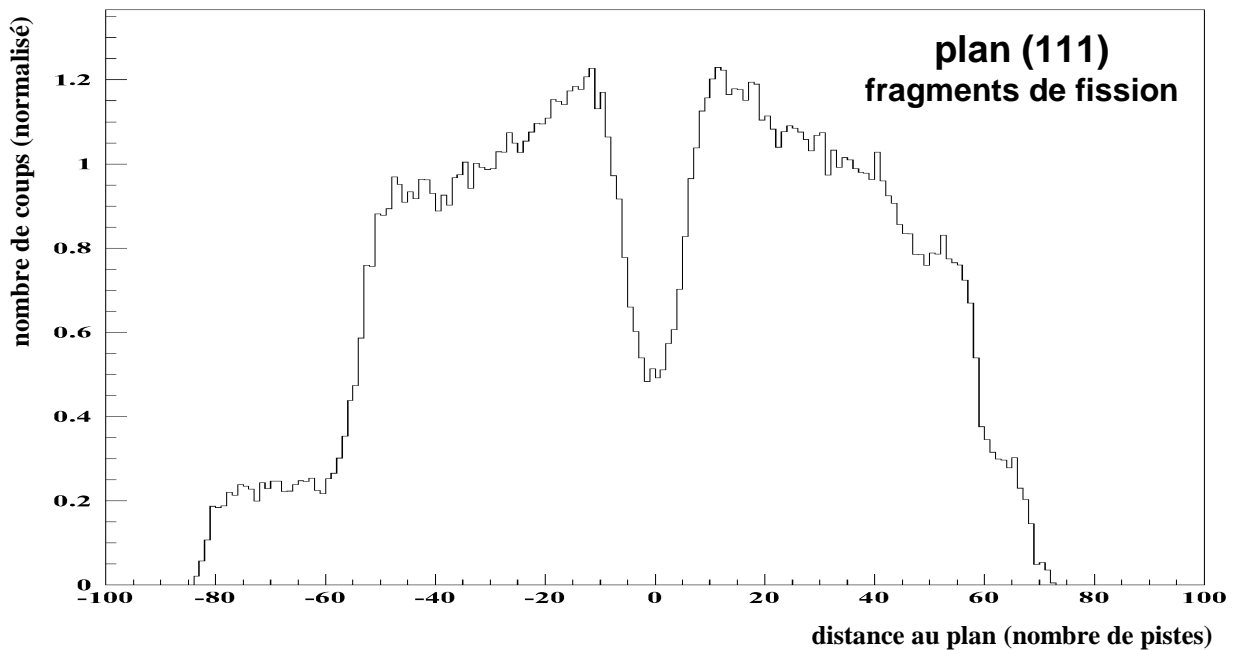


Figure A-21 : projection sommée des deux projections larges des plans (111), mettant en évidence le creux de blocage planaire de fragments de fission « avant ».

Pour cette analyse, nous avons regroupé les creux de blocage des deux plans (111) afin d'obtenir une meilleure statistique, les résultats des deux plans pris séparément étant cohérents (la position des deux plans (111) sur la figure de blocage est indiquée figure III-9). La visualisation du creux de blocage planaire, obtenue par projection et après regroupement des deux plans (111), est montrée Figure A-1 pour un lot de données quelconque.

Etant donnée l'allure de cette projection, nous avons dû adapter notre méthode de normalisation des creux planaires (paragraphe III-C-1). Le niveau du plateau est déterminé en calculant le nombre de coups moyen de la projection sur 40 canaux pris de chaque côté du centre du creux. Celui-ci étant ainsi normalisé pour chaque sélection qui nous intéresse (en Z et en E^*), nous avons extrait la somme de 8 canaux au fond du creux planaire, comme cela avait été fait pour les plans (110) et (001). Le résultat des évolutions dans le plan (111) est présenté dans le bas de la Figure A-2, avec au dessus, pour comparaison, les résultats précédemment obtenus pour les deux autres plans.

Nous voyons sur la Figure A-2 que, quel que soit le plan considéré, nous pouvons toujours admettre que le fond du creux reste constant pour la sélection $E^* > 400$ MeV, quelle que soit la sélection en Z . Pour la sélection $E^* < 300$ MeV, l'évolution du creux de blocage du plan (111) est similaire à celle des deux autres plans ainsi qu'à celle de l'axe $\langle 110 \rangle$, c'est à dire que le creux se remplit lorsque la sélection en Z diminue. Sur ces deux derniers points, nous pouvons dire maintenant que l'ensemble des résultats expérimentaux, concernant l'axe $\langle 110 \rangle$ et les trois plans majeurs (110), (001) et (111), sont en accord.

Par contre, nous avons noté (paragraphe III-C-2) dans la comparaison entre l'axe $\langle 110 \rangle$ et les deux plans (110) et (001), que le niveau de remplissage du creux pour la sélection $E^* > 400$ MeV était plus élevé que pour la sélection $E^* < 300$ MeV, écart qui était attribué à la différence de sensibilité aux émissions de post-scission entre axe et plans. Les plans mettaient donc en évidence que l'influence de ces émissions sur les creux de blocage est plus forte pour $E^* > 400$ MeV que pour $E^* < 300$ MeV.

Cet écart n'est plus visible dans les résultats issus du plan (111). La comparaison des trois plans entre eux montre clairement maintenant une évolution de cet écart. Pour comprendre cette évolution, nous pouvons nous intéresser aux différences dans les caractéristiques des plans, c'est-à-dire à leur distance inter-planaire, mais surtout aux potentiels planaires. Un calcul statique donne, pour la différence de potentiel entre un point situé sur le plan et un point situé entre deux plans, les résultats suivant : $U(110) = 28,45$ eV pour une distance inter-planaire de $1,92 \text{ \AA}$, $U(001) = 17$ eV pour la distance inter-planaire de $1,36 \text{ \AA}$, $U_1(111) = 29,5$ eV pour une distance inter-planaire $d_1 = 2,35 \text{ \AA}$, et $U_2(111) = 12,3$ eV pour l'autre distance inter-planaire $d_2 = 0,78 \text{ \AA}$. Ces résultats sont obtenus en faisant la somme des potentiels de quatre plans voisins. Nous voyons qu'il reste difficile de tirer de ces données

une explication claire concernant l'évolution des creux planaires. Nous avons alors analysé les creux de blocage des plans (111) issus des simulations effectuées au chapitre IV.

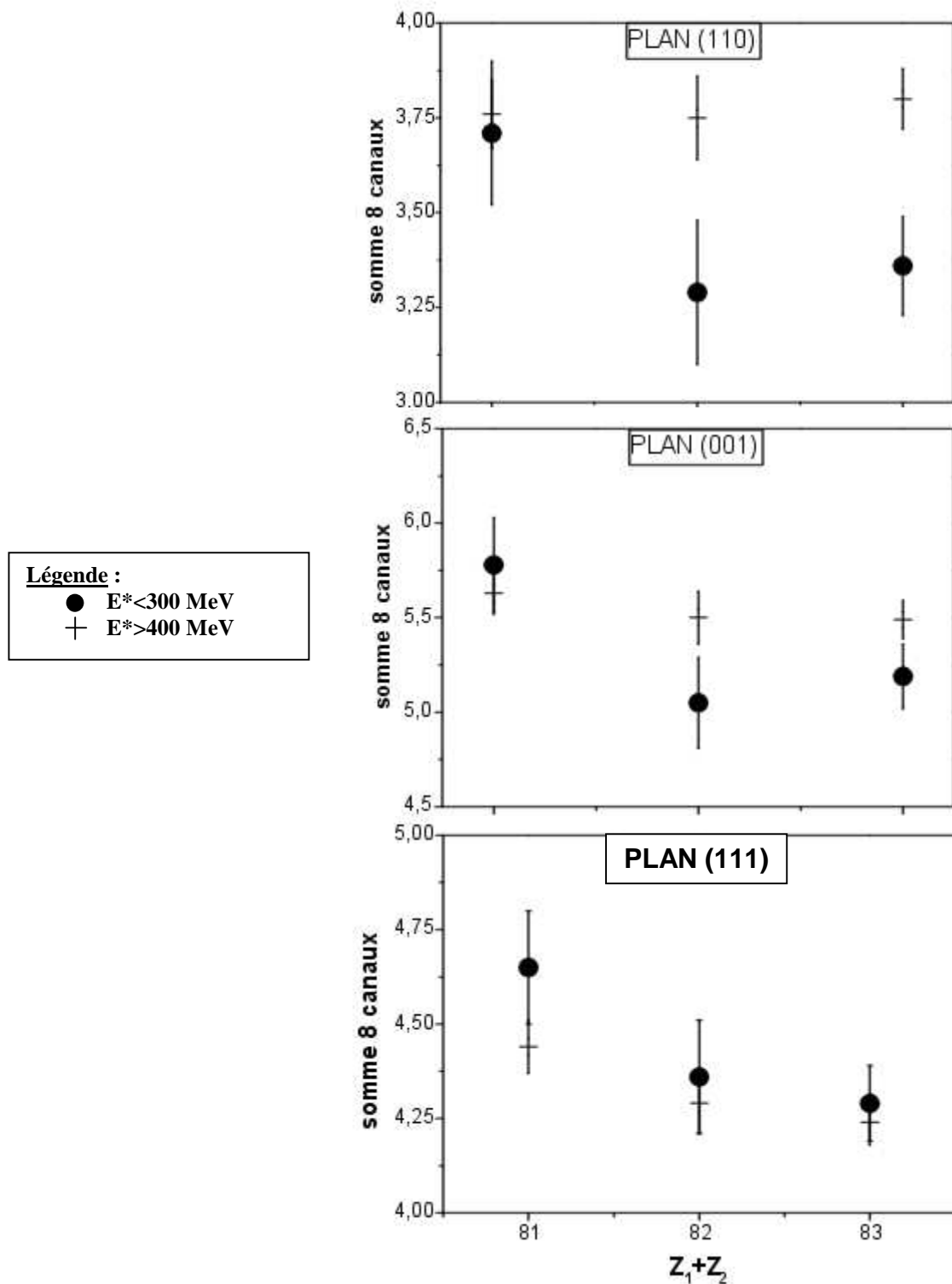


Figure A-22 : résultats de l'évolution des creux de blocage planaire de fragments de fission issus de quasi-projectile d'énergie d'excitation initiale inférieure à 300 MeV (ronds noirs) et supérieurs à 400 MeV (croix), pour trois sélections en numéro atomique de ces noyaux (80-81, 82 et 83-84). La quantité « somme 8 canaux » représente l'intégration de 8 canaux pris au fond du creux de blocage du plan considéré. Les barres d'erreurs sont statistiques.

B. simulations

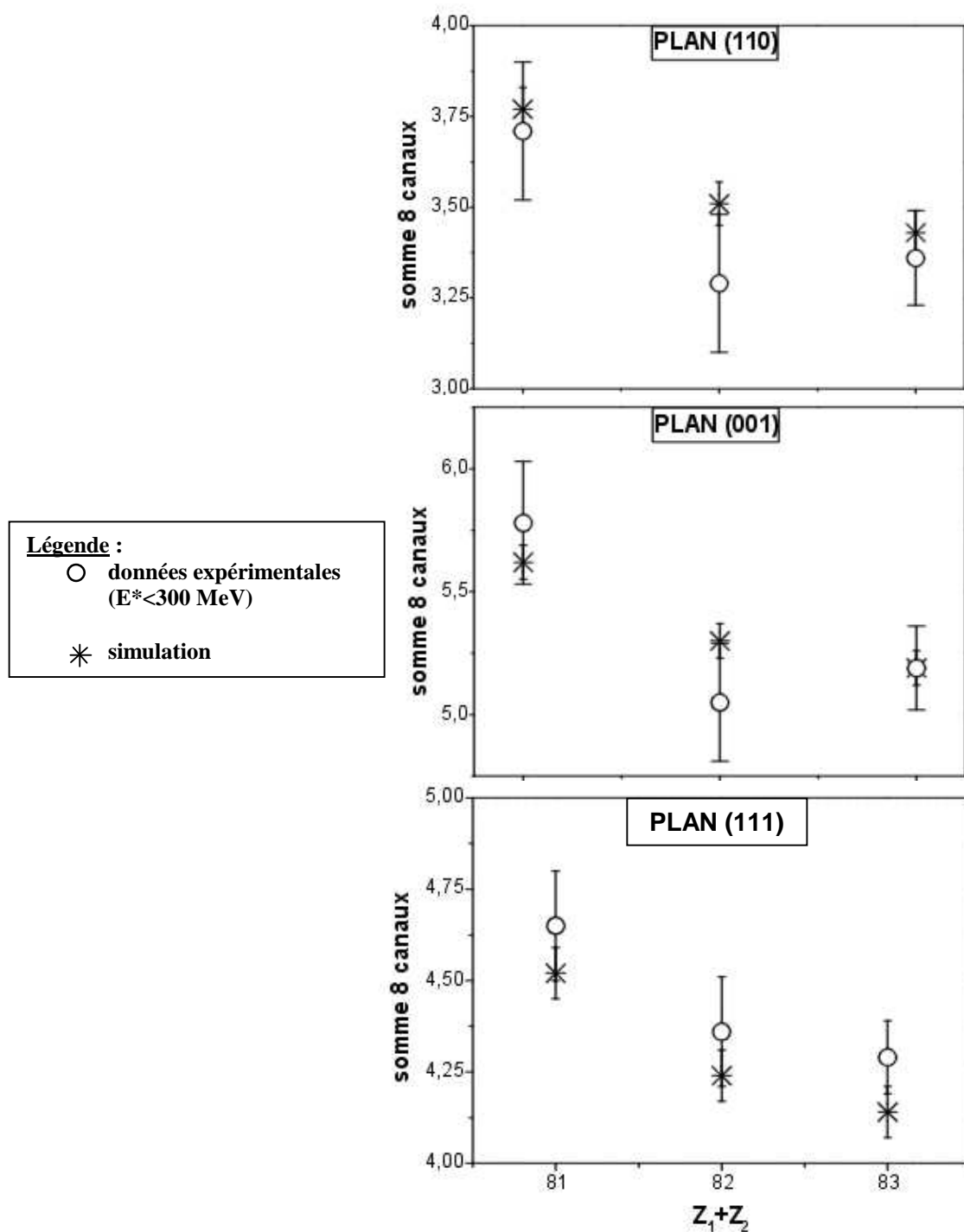


Figure A-23 : meilleur ajustement obtenu des résultats expérimentaux (ronds blancs) par trois simulations (étoiles) de composante de temps longs. Le poids de cette composante est de 13% pour l'ajustement de la sélection $Z=80-81$, 10% pour $Z=82$ et 4% pour $Z=83-84$. Ces simulations reproduisent les résultats expérimentaux dans les trois plans, aux barres d'erreur près, ainsi que dans l'axe (voir figure IV-19).

Nous avons repris les simulations qui donnaient le meilleur ajustement (parties IV-C-3 et IV-C-4), d'une part du niveau moyen de remplissage du creux de blocage pour

$E^* > 400$ MeV, obtenu par regroupement des sélections en Z (80 à 84), et d'autre part des creux de blocage pour $E^* < 300$ MeV associés aux trois sélections en Z (80-81, 82 et 83-84). Nous avons extrait les résultats des deux plans (111) sommés, c'est à dire les quantités « somme sur 8 canaux » caractéristiques des creux de blocage simulés. Ensuite, comme nous l'avons fait pour les deux plans (110) et (001) (voir la remarque du paragraphe IV-C-3-b), nous avons normalisé ces quantités en ajustant le résultat de la simulation « forte énergie d'excitation » sur le résultat $E^* > 400$ MeV et Z=80-84, pour ensuite pouvoir comparer simulation et résultats expérimentaux à $E^* < 300$ MeV.

Cette comparaison est présentée Figure A-3 pour les trois différents plans. Le fait que les points issus de la simulation soient cohérents avec les points expérimentaux prouve que les évolutions des données expérimentales sont comprises et reproduites par la simulation telle que nous l'avons établie au chapitre IV.

Bibliographie

-
- 1** N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **36**, 426 (1939).
 - 2** M. G. Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
 - 3** O. Haxel, J. H. D. Jensen and H. E. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).
 - 4** A. Bohr and B. R. Mottleson, K. Danske Vidensk. Selsk. mat.-fys. Medd. **27**, No. 16 (1953).
 - 5** V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A95**, 420 (1967).
 - 6** F. Goldenbaum et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 5012 (2000).
 - 7** M. Morjean et al., Phys. Lett. **B203**, 215 (1988).
 - 8** L. Valentin, Le Monde Subatomique, Hermann (1995).
 - 9** E. Suraud, Physique des Collisions Nucléaires, Hermann (1998).
 - 10** A. Gavron, Phys. Rev. C **21**, 230 (1980).
 - 11** A. Gavron et al., Phys. Rev. C **35**, 579 (1987).
 - 12** D. Hilscher, Nucl. Phys. **A471**, 77c (1987).
 - 13** D. J. Hinde and D. Hilscher, Nucl. Phys. **A502**, 497c (1989).
 - 14** N. N. Ajitanand et al., Z. Phys. A **316**, 169 (1984).
 - 15** J.P. Lestone et al., Nucl. Phys. **A559**, 277 (1993).
 - 16** M. Thoennessen et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2860 (1987).
 - 17** R. Butsch et al., Phys. Rev. C **44**, 1515 (1991).
 - 18** D. Hilscher and H. Rossner, Ann. Phys. Fr. **17**, 471 (1992).
 - 19** V. Weisskopf, Phys. Rev. **52**, 295 (1937).
 - 20** H. A. Kramers, Physica **VII**, 284 (1940).
 - 21** C. Badimon, Etude de la dynamique de la fission du ^{188}Pt formé dans les collisions d'ions lourds, Thèse de l'Université de Bordeaux I, Mars 2001.
 - 22** D. Hilscher et al., Phys. of At. Nucl. **57**, 1187 (1994).
 - 23** T. Wada et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3538 (1993).
 - 24** G. Van't Hof et al., Phys. Rev. C **54**, 1515 (1996).
 - 25** C. Bhattacharya et al., Phys. Rev. C **53**, 1012 (1996).
 - 26** Yu. A. Lazarev et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 1220 (1993).

-
- 27** P. Fröbrich and I. I. Gontchar, Physics Report **292**, 131 (1998).
- 28** I. Gontchar et al., Europhys. Lett. **57**, 355 (2002).
- 29** F. Pühlhofer, Nucl. Phys. A**260**, 276 (1977).
- 30** D. J. Hinde, Nucl. Phys. A**553**, 255c (1993).
- 31** I. Dioszegi et al., Phys. Rev. C **46**, 627 (1992).
- 32** J. Lindhard, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **34**, No. 14 (1965).
- 33** D. S. Gemmell and R. E. Holland, Phys. Rev. Lett. **14**, 945 (1965).
- 34** A. F. Tulinov, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **162**, 546 (1965) [Sov. Phys.-Dokl. **10**, 463 (1965)].
- 35** C. S. Barrett et al., J. Appl. Phys. **41**, 2727 (1970).
- 36** V. V. Kamanin et al., Sov. J. Nucl. Phys. **16**, 140 (1973).
- 37** F. Brown et al., Phys. Rev. Lett. **20**, 1449 (1968).
- 38** Y. V. Melikov et al., Nucl. Phys. A**180**, 241 (1972).
- 39** W. M. Gibson and K. O. Nielsen, Phys. Rev. Lett. **24**, 114 (1970).
- 40** Y. Hashimoto et al., Phys. Rev. Lett. **30**, 995 (1973).
- 41** S. A. Karamyan et al., Fiz. El. Chast. Atom. Yad., (1973) **4**, 456 [Sov. J. Particles Nucl., **4**, 196 (1973)].
- 42** J. U. Andersen et al., Phys. Rev. Lett. **36**, 1539 (1976).
- 43** J. U. Andersen et al., K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **40**, No. 7 (1980).
- 44** J. S. Forster et al., Nucl. Phys. A**464**, 497 (1987).
- 45** J. U. Andersen et al., Nucl. Phys. A**241**, 317 (1975).
- 46** F. Fujimoto et al., Phys. Lett. A **33**, 432 (1970).
- 47** F. Fujimoto et al., Phys. Status Solidi A **4**, 485 (1971).
- 48** J. Gomez del Campo et al., Phys. Rev. C **41**, 139 (1990).
- 49** F. Malaguti et al., Nucl. Instr. and Meth. B **129**, 341 (1997).
- 50** S. A. Karamyan, Nucl. Instr. and Meth. B **51**, 354 (1990).
- 51** R. F. A. Hoernlé et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 500 (1992).
- 52** F. Barrué et al., Nucl. Instr. and Meth. B **193**, 852 (2002).
- 53** F. Goldenbaum et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 5012 (2000).

-
- 54** J. D. Molitoris et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 537 (1993).
- 55** B. R. Appleton et al., Phys. Rev. **161**, 330 (1967).
- 56** M. Morjean et al., Nucl. Phys. **A591**, 371 (1995).
- 57** Recent improvements and new possibilities of the GANIL facility, M.Bajard and GANIL Group, IEEE Particle Accelerator Conference, 1991 (GANIL A 91.03).
- 58** J. P. Biersack and L. G. Haggsmark, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. **174**, 257 (1980).
- 59** R. J. Charity et al., Nucl. Phys. **A483**, 391 (1988).
- 60** W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, (1994).
- 61** Nuclear Enterprise Technology Scintillator Technical Data.
- 62** Philips, Photomultipliers Data Handbook PC04
- 63** Y. Perrier, Thèse de l'Université de Caen, octobre 1997.
- 64** U. Jahnke et al., Lecture Notes in Phys., Springer-Verlag, 170 (1983).
- 65** S. Bresson, Thèse de l'Université de Caen, avril 1993.
- 66** J. Poitou and C. Signarbieux, Nucl. Instr. and Meth. **V114**, 113 (1974).
- 67** Margaria and Tillier, GANIL A85-04
- 68** S. Basnary, Thèse Université de Caen, octobre 2002.
- 69** D. S. Gemmell, Rev. Mod. Phys. **46**, No 1. (1974).
- 70** N. Bohr, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **18**, No. 8 (1948).
- 71** L. Landau and E. Lifchitz, Physique Théorique, tome 1 Mécanique (1982).
- 72** J. Lindhard et al., K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **36**, No. 10 (1968).
- 73** G. Molière, Z. Naturforsch. A **2**, 133 (1947).
- 74** J. P. Rozet et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **107**, 67 (1996).
- 75** A. Leon et al., Atomic data and Nuclear Data Tables **69**, 217 (1998).
- 76** E. Piasecki et al., Phys. Lett. B **351**, 412 (1995).
- 77** M. Ohta et al., Proc. Of Tours Symposium on Nuclear Physics II, World Scientific, 480 (1994).
- 78** V. E. Viola et al., Phys. Rev. C **31**, 1550 (1985).
- 79** J. Huizenga and L. Moretto, Ann. Rev. Nucl. Science **22**, 427 (1972).

80 MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, CERN program Library, (1992)

81 Siwek-Wilczynska et al., Phys. Rev. C **51**, 2054 (1995).